

REVUE M.B.L.E

publication scientifique et technique éditée trimestriellement par la s/a M.B.L.E
wetenschappelijke en technische publicatie, driemaandelijks uitgegeven door de n/v M.B.L.E



VOLUME 3
NUMERO 4
DECEMBRE 1960

4

3de DEEL
NUMMER 4
DECEMBER 1960

Notre couverture :

Stand M.B.L.E
Salon de la Radio et de la Télévision
(Heysel - octobre 1960)

Onze omslag :

M.B.L.E Stand
Radio- en Televisiesalon
(Heizel - oktober 1960)



REVUE M.B.L.E

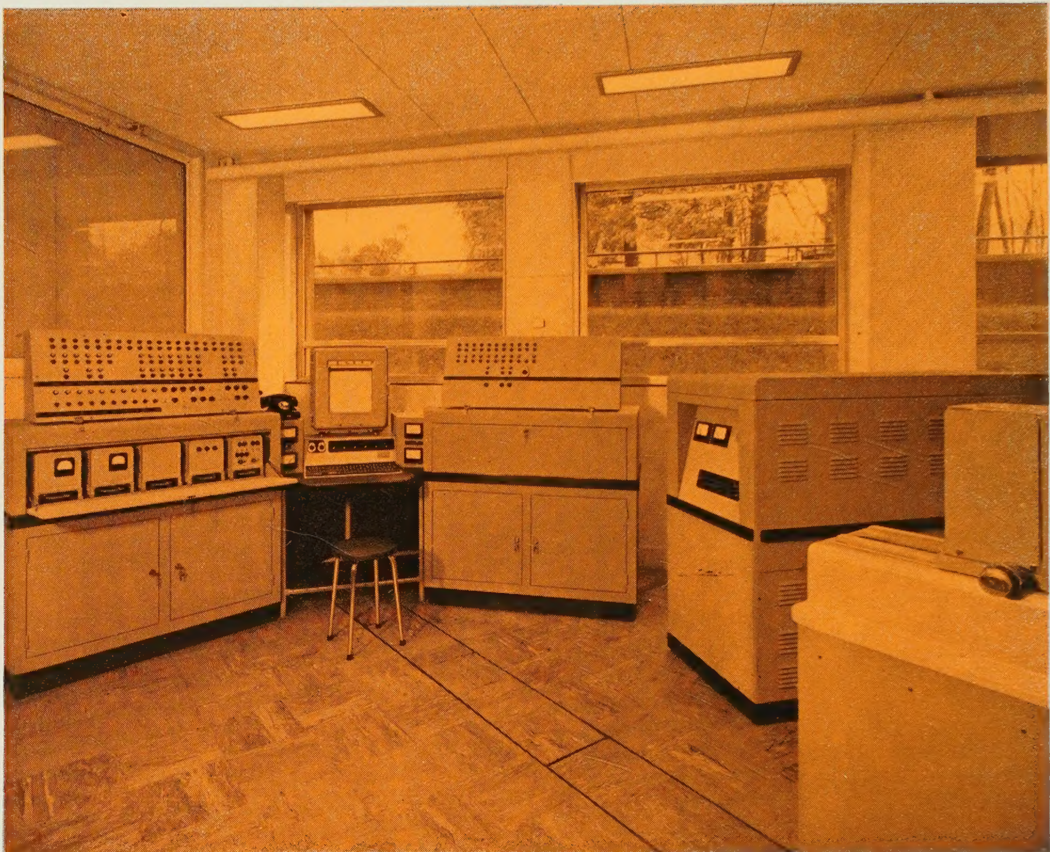
publication scientifique et technique éditée trimestriellement par la s/a M.B.L.E
wetenschappelijke en technische publicatie, driemaandelijks uitgegeven door de n/v M.B.L.E

VOLUME
DEEL | III
1960

SOMMAIRE DU VOLUME III | INHOUD VAN HET III^de DEEL

Rédacteur en chef/Hoofdredakteur R. GASPART Dr. Sc. Phys. U.L.B./Dr. Nat. Wet. V.U.B.

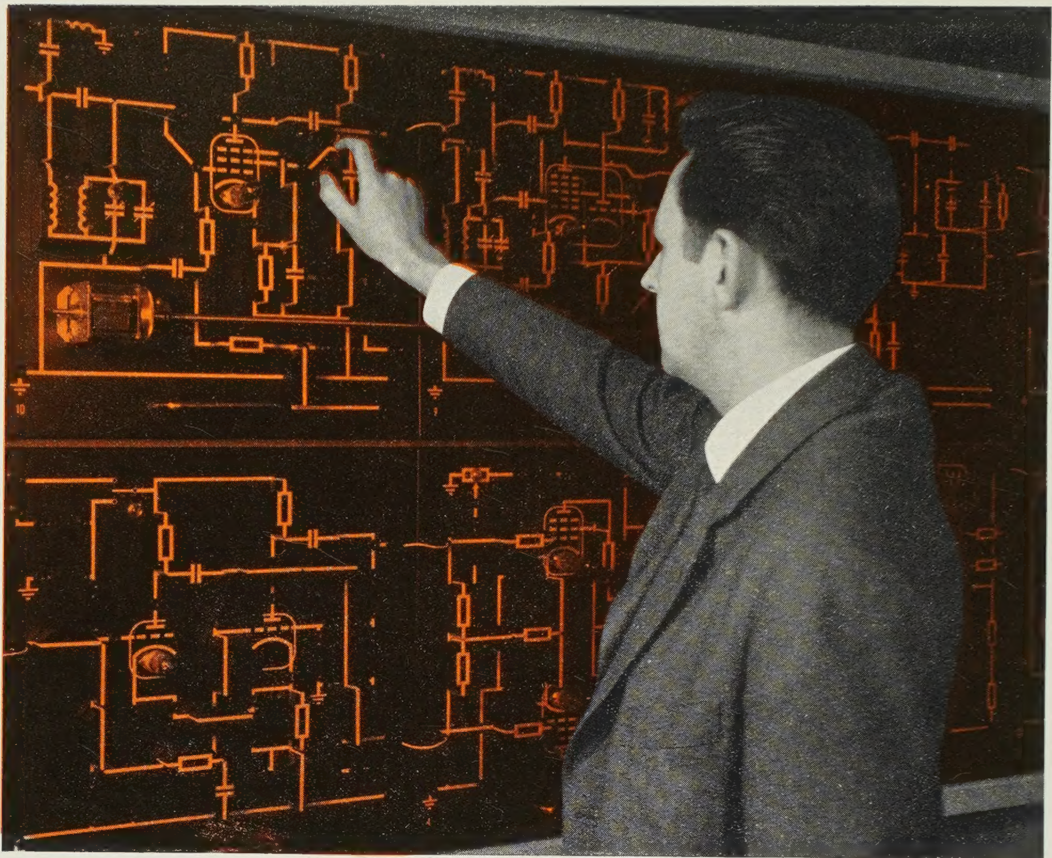
VOLUME
DEEL | III
n° 1



Installation d'analyse spectrochimique à lecture directe (Aciéries Henricot, Court-St-Etienne).

Installatie voor spectrochemische analyse met directe aflezing (Henricot-Staalfabrieken, Court-St-Etienne).

VOLUME
DEEL
III
n° 2



Un des panneaux didactiques mis au point par la s/a M.B.L.E pour permettre aux professeurs de l'enseignement technique de présenter à leurs élèves quantité de circuits classiques et d'appareils utilisés couramment en électronique.

Een van de didaktische panelen, uitgewerkt door de n/v M.B.L.E voor het technisch onderwijs. Met behulp van deze zal het mogelijk zijn hun leerlingen met tal van klassieke stroomlopen en apparaten, die dagelijks in de elektronica gebruikt worden, vertrouwd te maken.

VOLUME
DEEL | III
n° 3



Le nouveau laboratoire d'analyse spectrale installé à la M.B.L.E

Het nieuw spektraalanalytisch laboratorium van M.B.L.E

VOLUME
DEEL | III
n° 4



Stand M.B.L.E au Salon de la Radio et de la Télévision (Heysel, octobre 1960).

M.B.L.E Stand. Radio- en Televisiesalon (Heizel, oktober 1960).

REVUE M.B.L.E

revue scientifique et technique
éditée trimestriellement par la s/a M.B.L.E
Manufacture Belge de Lampes et de Matériel Electronique

80, rue des Deux-Gares, Bruxelles

VOLUME III/N° 4 (4e année) DECEMBRE 1960

wetenschappelijke en technische publicatie
driemaandelijks uitgegeven door de n/v M.B.L.E
Manufacture Belge de Lampes et de Matériel Electronique

80, Twee Stationsstraat, Brussel

DEEL III/Nr 4 (4e jaargang) DECEMBER 1960

SOMMAIRE / INHOUD

Les articles scientifiques et techniques sont publiés dans la langue de leurs auteurs.

De wetenschappelijke en technische artikels worden in de taal van de stellers gepubliceerd.



A. LAGASSE,
Dr. Sc. Phys. U.L.B.
Chef de travaux au laboratoire de physique nucléaire de l'Université Libre de Bruxelles
Professeur à l'Institut technique supérieur de l'Etat pour les Industries nucléaires

principes des mesures de radiations

(2e partie)

sommaire

L'auteur poursuit, dans cette note, la description des dispositifs traduisant les radiations par des effets électriques sous forme d'impulsions, description qu'il a commencée dans un article précédent (Revue M.B.L.E, I, 3, avril 1958).

Il rappelle d'abord le principe de fonctionnement du premier compteur à scintillations utilisé, le **spinthariscope,** et les progrès que l'emploi de la **cellule photomultiplicatrice** moderne a permis d'accomplir dans la technique de détection des scintillations.

Il examine ensuite quelques particularités de montage des scintillateurs et étudie successivement la phénoménologie, le rendement et le bruit de fond de la **sonde à scintillations.**

Les diagrammes fournis par le **spectromètre à scintillateur** dans les cas des rayonnements corpusculaires et des rayons gamma sont analysés.

Il montre que l'emploi d'un spectromètre permet l'enregistrement sélectif d'une radiation d'énergie déterminée parmi d'autres.

L'auteur passe alors à la description d'un autre type de compteur : le **compteur de Cerenkov ;** il indique la nature du phénomène de luminescence mis en jeu et expose comment l'effet Cerenkov peut être utilisé pour détecter des particules rapides.

Il termine cette seconde note par un bref aperçu du principe de fonctionnement des **compteurs à semi-conducteurs.**

C.D.U. : 539.16.08

4°) **Le compteur à photomultiplicateur.**

a) *Principe de fonctionnement.*

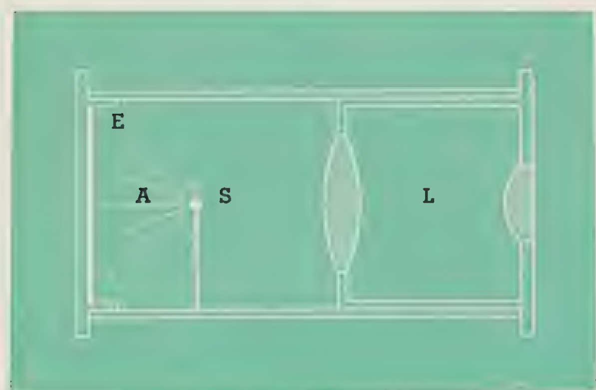
Les compteurs étudiés précédemment (*) sont basés sur la collection électrique des ions libérés par une particule chargée traversant une chambre à atmosphère gazeuse.

Le fonctionnement des compteurs à photomultiplicateur, que nous allons envisager maintenant, repose sur la détection des effets lumineux produits par une telle particule pénétrant dans un milieu luminescent transparent.

Le compteur à scintillateur n'est, au fond, autre chose que la réalisation, grâce aux techniques modernes, du tout premier procédé de détection et de comptage des particules alpha, qui était basé sur le dénombrement visuel des scintillations qu'elles produisent lors de leur impact sur un écran luminescent au sulfure de zinc.

La grande sensibilité de ces techniques a permis d'étendre l'emploi du procédé à la détection de tous les types de particules, et l'observation visuelle a évidemment été éliminée.

Le dispositif initial, dénommé *spinthariscope*, comportait un mince écran au sulfure de zinc ou au platinocyanure de barium, installé dans le plan focal d'une loupe oculaire de grossissement égal à 25 ou 50 (fig. 18).



Le spinthariscope.

L : loupe oculaire
E : écran fluorescent
S : Source de rayonnement alpha
A : rayonnement alpha

Fig. 18

La source du rayonnement alpha, une préparation quasi ponctuelle de polonium par exemple, était installée entre l'écran et la loupe.

L'observation des scintillations sur l'écran se faisait dans une chambre noire, après que l'œil eût été habitué à l'obscurité pendant quelques minutes et eût acquis ainsi sa sensibilité maximum.

Les dénombrements effectués dans ces conditions étaient évidemment très fastidieux. Les temps d'observation se limitaient à quelques minutes et les taux maxima, susceptibles d'être atteints par un expérimentateur bien entraîné, ne dépassaient pas une scintillation par seconde.

Le procédé permettait l'observation des effets lumineux dus aux particules alpha et aux protons, mais les écrans restaient obscurs lorsqu'ils étaient soumis à des rayons bêta.

On tenta bien d'enregistrer les scintillations des écrans à l'aide de cellules photoélectriques, mais les photocellules dont on disposait à l'époque ne présentaient pas une sensibilité suffisante et le procédé fut abandonné lorsque se généralisa l'emploi des compteurs de Geiger et des compteurs proportionnels.

b) *Réalisation pratique.*

Cette technique fut reprise et prit un essor considérable lorsqu'à une date relativement récente (vers 1947) un nouveau type de tube photoélectrique extrêmement sensible apparut sur le marché: la cellule photomultiplicatrice (fig. 19 et 20).

Ces tubes, en plus de la cathode sensible et de l'anode collectrice que l'on rencontre habituellement dans les photocellules, comportent un ensemble d'éléments qui produisent une amplification du courant électronique primaire issu de la photocathode.

Cette amplification est basée sur le phénomène d'émission électronique secondaire qui a lieu lors de l'impact d'un faisceau d'électrons primaires sur une cible métallique. Le facteur d'amplification peut atteindre 10^6 et même 10^8, conférant ainsi au tube une sensibilité 10^6 à 10^8 fois supérieure à la sensibilité des cellules simples.

Les cellules photomultiplicatrices sont tellement sensibles qu'elles permettent la détection des scintillations engendrées aussi bien par les rayons bêta que par les électrons libérés par les rayons gamma, dans des milieux luminescents appropriés et ce jusqu'aux énergies les plus basses (10 KeV par exemple) auxquelles on peut avoir à faire.

(*) A. Lagasse, *Principes des mesures de radiations* (1re partie), Revue M.B.L.E, I (2e partie), 3 (avril 1958).

fig. 19

tube photomultiplicateur
pour sonde à scintillations

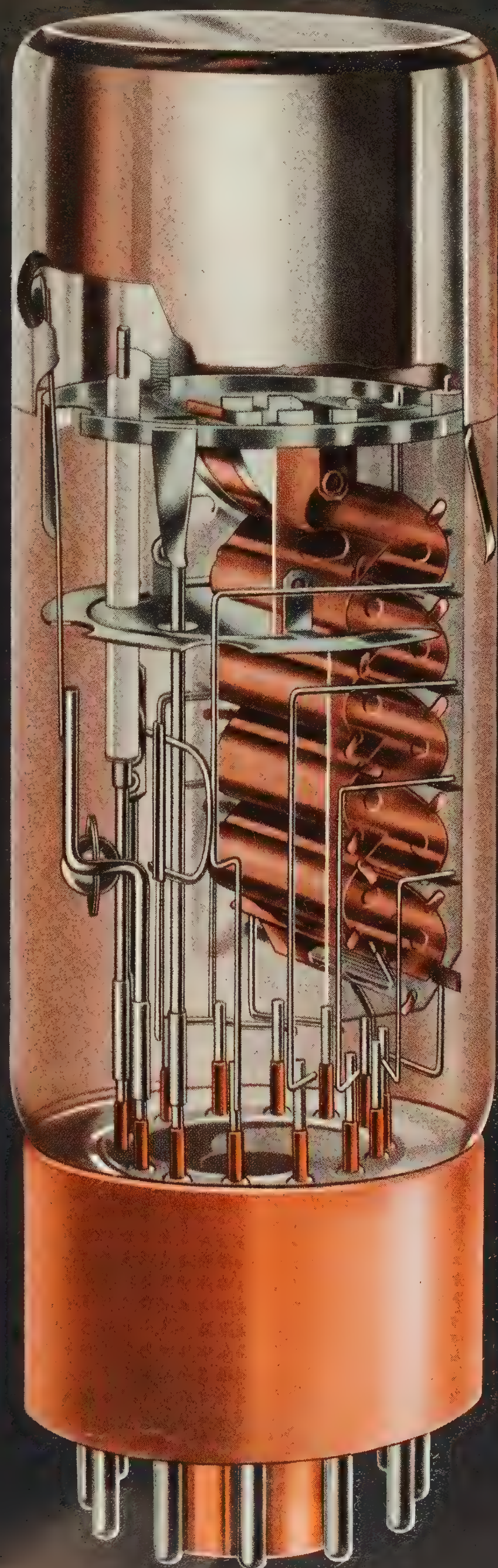
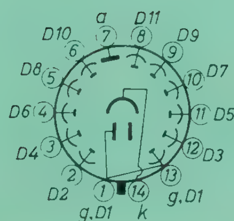
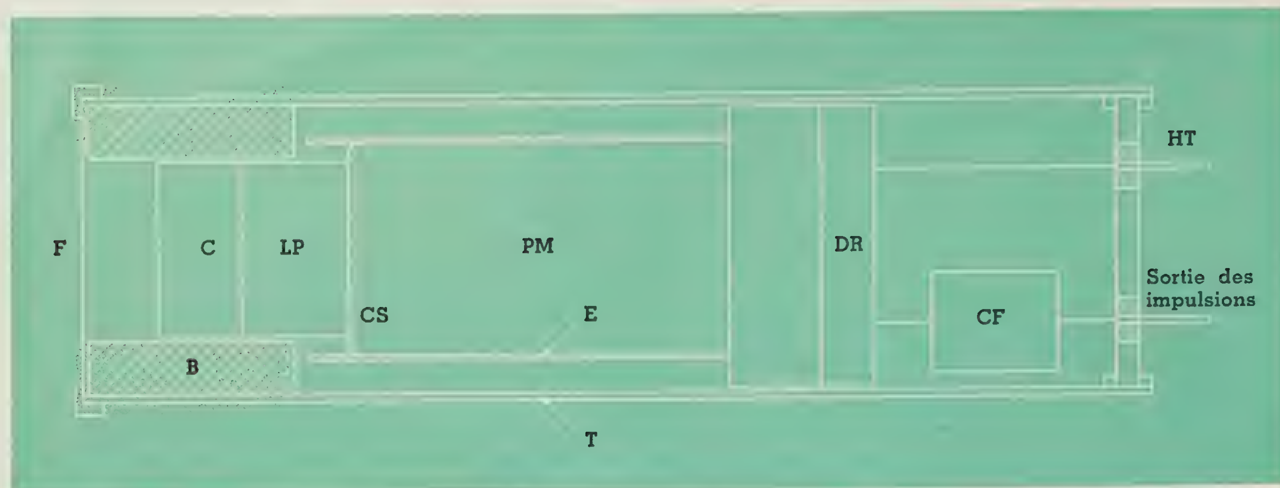


fig. 20

schéma du tube photomultiplicateur
pour sonde à scintillations







Le compteur à photomultiplicateur

C : cristal luminescent
PM : cellule photomultiplicatrice
CS : couche sensible frontale
LP : cylindre en plexiglass
E : écran en mumétal
T : Cylindre métallique
F : fenêtre mince en métal
B : blindage en plomb
DR : diviseur résistif
CF : préamplificateur incorporé

Fig. 21

Le dispositif expérimental est schématisé à la figure 21.

Le cristal luminescent C est monté devant la fenêtre d'une cellule photomultiplicatrice PM, à couche sensible frontale CS.

Un cylindre en plexiglas LP permet une bonne transmission de la lumière émise par le cristal vers la cellule (light piping). Les contacts optiques entre le cristal, le cylindre en plexiglass et la fenêtre de la cellule sont assurés par une huile très transparente à haute viscosité (huile silicone DC 200 par exemple).

La partie active du photomultiplicateur est entourée d'un écran E à haute perméabilité magnétique (mumétal) qui protège le tube des effets perturbateurs dus aux champs magnétiques extérieurs éventuels, le champ magnétique terrestre notamment.

Le dispositif est introduit dans un cylindre métallique T qui soustrait la cellule à l'action de la lumière ambiante et aux perturbations électriques qui peuvent se produire dans son voisinage. Ce cylindre est muni d'une fenêtre mince F en métal, qui permet le passage du rayonnement à détecter vers le cristal sensible. Celui-ci est entouré d'un blindage en plomb qui arrête les rayonnements parasites, de manière à diminuer le nombre d'impulsions spontanées délivrées par l'instrument.

Le diviseur résistif DR qui alimente les diverses électrodes du photomultiplicateur est câblé sur les broches du support de celui-ci ; éventuellement, un préamplificateur CF incorporé assure une première amplification des impulsions avant leur envoi vers les appareils enregistreurs.

Le dispositif comporte généralement une broche de connexion à la haute tension (1.000 à 2.000 volts) nécessaire à l'alimentation de la cellule, une borne de sortie des impulsions et, le cas échéant, une fiche à broches multiples destinée à l'alimentation du préamplificateur.

Une réalisation du dispositif, désignée sous la dénomination *sonde à scintillations*, est représentée à la figure 22.

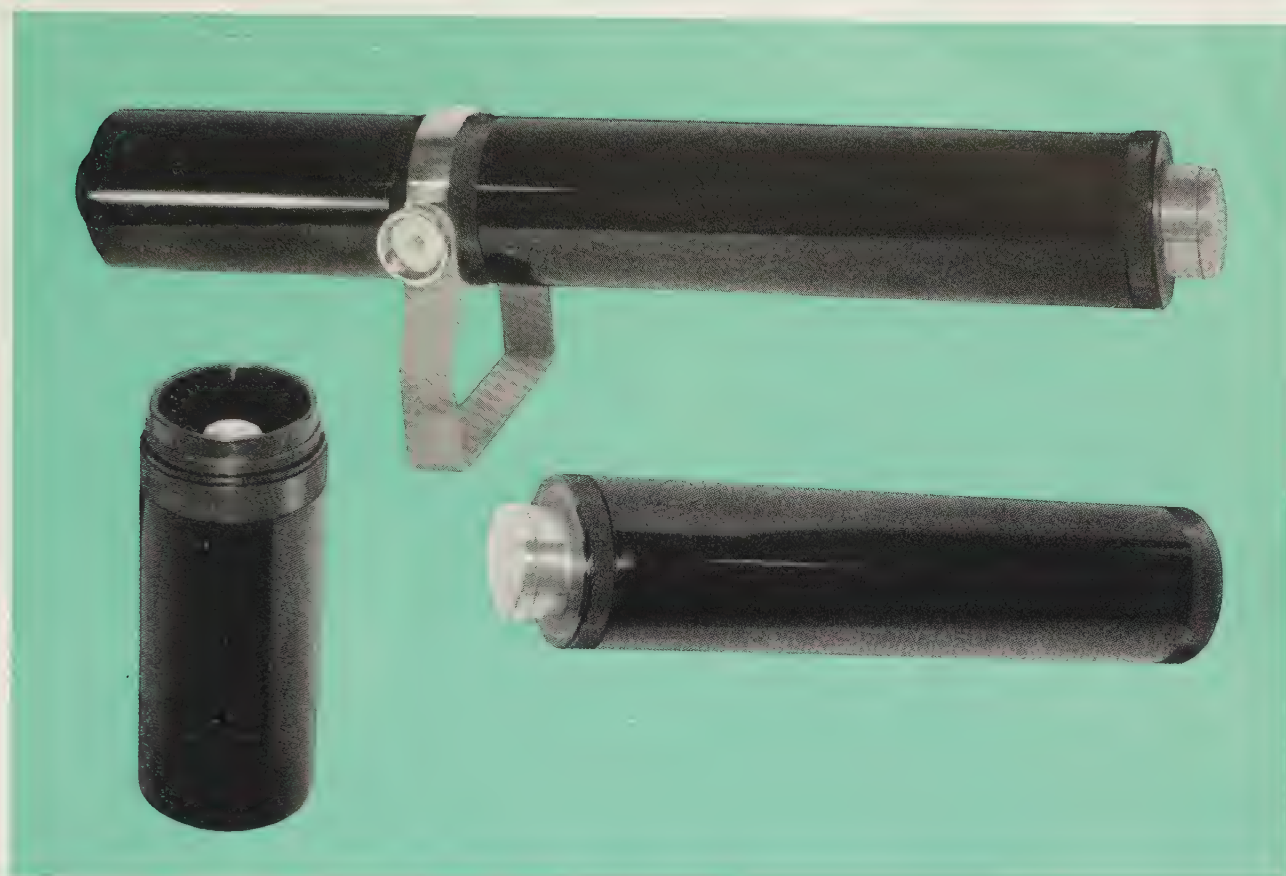
c) *Choix du cristal.*

Les choix du cristal luminescent, de sa forme géométrique et de ses dimensions, dépendent de la nature du rayonnement que l'on désire détecter et des conditions de détection (fig. 23).

Plusieurs centaines de substances, susceptibles d'être utilisées comme milieu détecteur luminescent, tant organiques qu'inorganiques, solides ou liquides, ont été expérimentées.

Les qualités qui doivent être demandées au milieu détecteur sont les suivantes :

— être transparent à sa propre lumière de luminescence,



Sonde à scintillations

Fig. 22

— avoir un bon rendement de conversion de l'énergie des particules détectées en énergie lumineuse,

— émettre cette énergie dans un domaine de longueur d'onde correspondant au maximum de sensiblité des photomultiplicateurs,

— émettre cette énergie en un temps aussi bref que possible,

— ne pas s'altérer au cours du temps,

— être d'un usinage aisé,

— être de structure homogène et uniformément transparent et être sensible dans tout son volume.

Cette dernière qualité doit être particulièrement recherchée pour les cristaux destinés à la spectrométrie.

Pour la détection des rayons alpha, le milieu détecteur habituellement utilisé est le sulfure de zinc activé au cuivre ou à l'argent, ZnS (Cu) ou ZnS (Ag).

Le sulfure de zinc ainsi activé présente un facteur de conversion de l'énergie cinétique de ces particules en énergie lumineuse, particulièrement elevé, mais absorbe fortement sa propre radiation de luminescence. Il ne peut de ce fait être utilisé que sous des épaisseurs très faibles. Cet inconvénient n'entrave pas la détection des particules alpha qui, de toute façon, n'ont dans les solides que des parcours de l'ordre de quelques dizaines de microns.

Les éléments détecteurs sont constitués par des disques en plexiglass de quelques millimètres d'épaisseur, sur une face desquels est fixée une très mince couche de microcristaux de sulfure.

Comme les rayons alpha sont absorbés par une très faible épaisseur de matière, l'usage d'une fenêtre d'accès du rayonnement au détecteur est pratiquement impossible et l'instrument doit être conçu pour que les échantillons mesurés puissent être introduits à l'intérieur de la sonde elle-même, au voisinage de la surface libre du cristal. Le système de fermeture et d'ouverture de l'instrument



doit évidemment être pourvu d'un dispositif automatique de sécurité, qui déconnecte électriquement le photomultiplicateur de son alimentation durant les périodes d'ouverture.

Pour la détection des rayons bêta, on utilise couramment de gros monocristaux d'anthracène, de naphtalène, de stilbène, etc., ou des blocs de solution solide d'un scintillateur organique tel que l'anthracène, le terphényl, le tétraphénylbutadiène dans un milieu plastique tel que le polystyrène ou le polyvinyltoluène. Ces scintillateurs plastiques ont un rendement de conversion en énergie lumineuse moins élevé que l'anthracène lui-même, mais peuvent être obtenus sous forme de blocs de grand volume, parfaitement clairs et homogènes.

Ils ont de plus l'avantage d'être faciles à produire, d'être peu onéreux et aisément usinables.

Les éléments détecteurs faits de ces matériaux, sont généralement réalisés sous la forme de disques de quelques millimètres d'épaisseur, renforcés par une armature en plexiglass dans le cas de l'emploi de monocristaux organiques, souvent très fragiles. Il est inutile de leur donner une épaisseur supérieure au parcours dans ces matériaux des rayons bêta qu'il s'agit de détecter. Une épaisseur trop grande serait nuisible, et cela pour deux raisons :

— elle augmenterait l'absorption de la lumière de fluorescence au cours de son trajet vers le photomultiplicateur ;
— elle augmenterait le taux des impulsions spontanées des sondes ainsi équipées, par suite de l'augmentation du volume du milieu détecteur.

Pour la détection des particules de grande énergie, on est amené à utiliser des scintillateurs de très grand volume. Ceux-ci sont alors constitués par des récipients en verre, par exemple, contenant un liquide organique scintillant tel qu'une solution de terphényl dans le métaxylol.

On pourrait également utiliser des cristaux d'iodure de sodium, pour la détection des rayons bêta, comme on le fait pour celle des rayons gamma. Toutefois, ces cristaux très hygroscopiques demandent à être contenus dans une enveloppe étanche qui a l'inconvénient d'absorber fortement la partie molle du rayonnement.

Pour la détection des rayons gamma, le monocristal d'iodure de sodium, activé au thallium NaI (Tl), constitue pratiquement le milieu détecteur idéal. Son rendement élevé de conversion de l'énergie des photons détectés en énergie lumineuse confère une bonne sensibilité (détection des photons de basse énergie) aux sondes qui en sont équipées. D'autre part, grâce à la valeur élevée du nombre atomique de l'iode, ce milieu cristallin absorbe fortement les rayonnements X et gamma, et permet ainsi la construction de sondes à scintillations ayant un rendement de détection remarquable pour ces radiations.

Malheureusement, l'iodure de sodium est très hygroscopique ; aussi, les éléments détecteurs qui en sont constitués doivent être entièrement protégés par une enveloppe parfaitement étanche (aluminium, plexiglass, etc.), sous peine de voir les faces polies du cristal se ternir rapidement. Cet inconvénient, joint à la difficulté de fabriquer des cristaux parfaitement clairs et homogènes, de dimensions convenables, rendent l'emploi de ce type de détecteur assez onéreux.

Il est évident que si les éléments détecteurs doivent présenter des dimensions très importantes, on doit nécessairement avoir recours aux scintillateurs liquides et aux scintillateurs plastiques, déjà mentionnés plus haut. Il en est encore ainsi lorsque les vitesses de comptage doivent être extrêmement élevées ou lorsque les détecteurs sont destinés à des mesures de coïncidences temporelles très précises. En effet, la durée des éclairs lumineux de fluorescence est sensiblement plus longue dans le NaI (Tl) que dans les scintillateurs organiques. Le pouvoir séparateur des sondes équipées de ces cristaux est donc moins bon.

Pour la détection des neutrons, deux cas sont à considérer. S'il s'agit de neutrons lents, le milieu détecteur doit contenir un élément chimique dont les noyaux peuvent entrer en interaction avec les neutrons et ce, avec une grande section efficace. Les particules issues de la réaction sont projetées au sein du détecteur et déclenchent alors le processus de scintillation pour chaque capture.

L'élément sensible peut être un des éléments chimiques constitutifs du milieu fluorescent lui-même, comme c'est le cas pour les détecteurs réalisés à l'aide de sels de lithium, LiI (SnI) et LiBr (SnBr), par exemple.

L'élément sensible peut encore être simplement ajouté comme charge à un scintillateur normal ; un mélange pulvérulent de sels de bore et de ZnS (Cu), par exemple, fixé en couche mince sur un support en plexiglass peut aussi convenir.

Pour la détection des neutrons rapides comme il n'existe pas de réaction nucléaire à grande section efficace, on se contente simplement d'enregistrer les protons de choc dans des milieux plastiques (hydrogénés). Les éléments détecteurs peuvent par exemple être simplement constitués par une dispersion solide de ZnS (Cu), finement divisé, dans du styrène (scintillateur d'Hornyak).

d) *Particularités du montage des scintillateurs.*

Comme il est montré à la figure 21, le couplage du cristal détecteur au tube photomultiplicateur est habituellement réalisé en utilisant un cylindre intermédiaire en plexiglass poli.

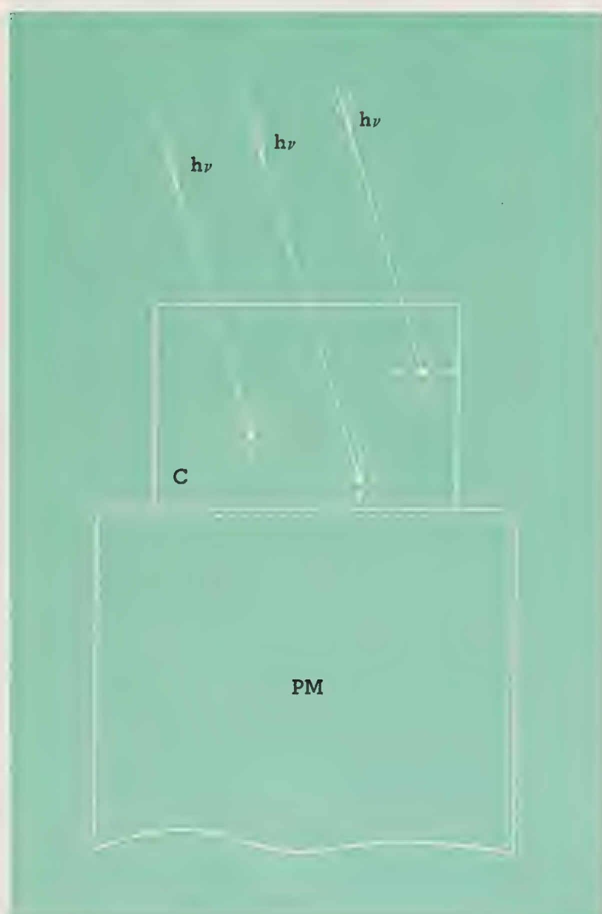
Fig. 23

Divers types de scintillateurs.

Le couplage direct est généralement évité. Il conduit en effet à une importante dispersion de l'amplitude des impulsions électriques délivrées, même dans le cas où les particules détectées sont monoénergétiques et de même nature, alors que dans ces conditions, on devrait obtenir des impulsions ayant sensiblement des amplitudes identiques, comme il sera montré plus loin.

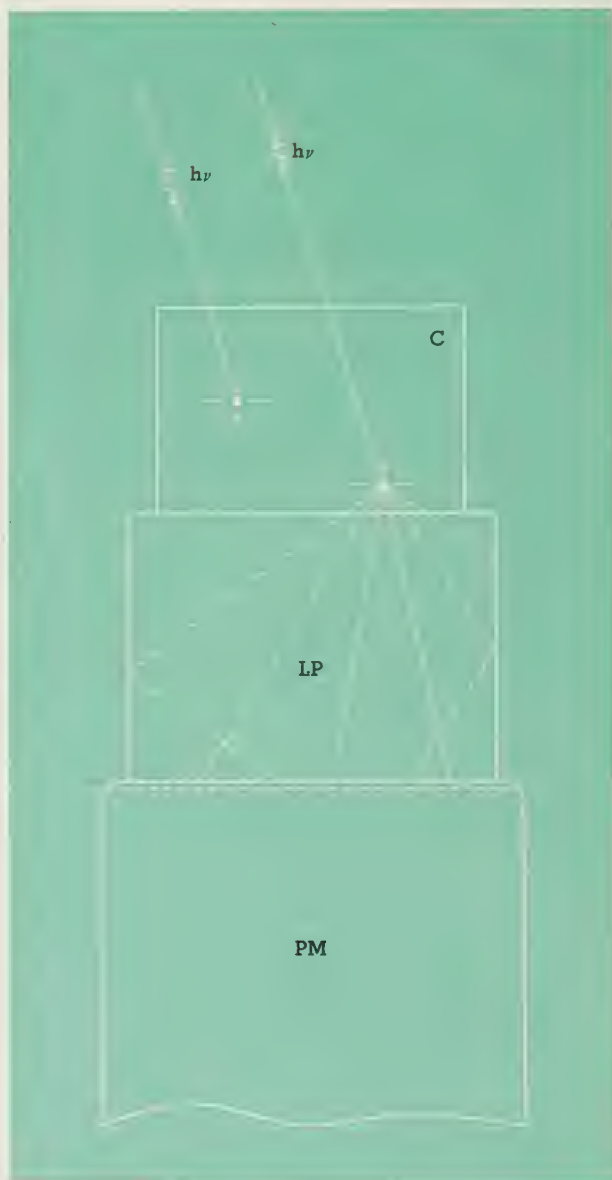
Le défaut du couplage direct provient de l'impossibilité de réaliser des photomultiplicateurs présentant une photocathode de sensibilité uniforme sur toute sa surface. Or, dans la détection des rayons gamma, par exemple, l'interaction d'un photon avec un atome du milieu détecteur peut se faire en n'importe quel endroit du volume de celui-ci et notamment à proximité de la couche sensible du photomultiplicateur (fig. 24). En pareil cas, le flux lumineux de la scintillation atteint cette couche sur une surface assez restreinte et comme cette couche ne présente pas la même sensibilité sur toute son étendue, l'amplitude des impulsions électriques qui en résultent varie dans une large mesure suivant la position du point d'impact.

On atténue fortement ce défaut en écartant le scintillateur de la photocathode ; on tend ainsi à étaler sur la totalité de la surface photosensible la lumière émise par toute scintillation où qu'elle se produise, et par suite, à uniformiser l'amplitude des impulsions électriques engendrées par des événements ionisants identiques (fig. 25).



Exemples d'interactions de photons incidents avec des atomes du milieu scintillant

Fig. 24



Effets de l'écartement du scintillateur C de la photocathode et de l'interposition d'un cylindre LP en plexiglass entre le cristal et le photomultiplicateur.

Fig. 25

Dans certains cas, on est amené à donner une très grande longueur au cylindre de couplage afin de soustraire le photomultiplicateur aux effets néfastes d'un champ magnétique, par exemple ; le dispositif ne conduit cependant pas à une perte importante de lumière grâce au phénomène de réflexion totale sur la paroi interne parfaitement polie du cylindre (light piping).

Comme nous l'avons dit plus haut, les contacts entre les faces polies du scintillateur, du cylindre intermédiaire et de la fenêtre de la cellule, sont assurés à l'aide d'une huile très claire, de très haute viscosité et à grand indice de réfraction, de l'huile silicone DC 200 de la Dow Corning, par exemple. Ce procédé a, de plus, l'avantage d'assurer une certaine cohésion entre ces éléments. Les diverses surfaces libres du scintillateur sont généralement dépolies et peintes à l'aide d'un enduit blanc à base de magnésie, de manière à réfléchir un maximum de lumière vers la photocathode. Cette méthode conduit à un pouvoir réflecteur nettement supérieur à celui des surfaces polies métallisées. Si le scintillateur est destiné à la détection de rayonnements peu pénétrants, ses surfaces d'accès ne doivent évidemment pas être peintes de cette manière afin d'éviter toute absorption inutile.

Outre l'augmentation de l'amplitude des impulsions par peinture des surfaces du scintillateur, ce procédé présente encore l'avantage d'uniformiser les impulsions, pour des radiations d'une énergie donnée, en rendant le flux lumineux atteignant la photocathode, pratiquement indépendant de l'endroit du volume sensible où se produit la scintillation.

e) *Phénoménologie de la sonde à scintillations* (*).

Considérons le cas où la scintillation est engendrée par une particule chargée, au cours de son passage dans un milieu luminescent.

Soit E_1 l'énergie cinétique de cette particule au moment où elle pénètre dans le scintillateur. Si les dimensions de celui-ci sont suffisantes, la particule y effectue entièrement son parcours résiduel, tout en y dissipant son énergie par ionisation, excitation et dissociations moléculaires éventuelles.

Dans un milieu luminescent, une partie de l'énergie d'excitation des molécules est réémise sous forme de photons de fréquence ν_p, c'est-à-dire d'énergie $E_p = h\nu_p$ et de longueur d'onde $\lambda = c/\nu_p$.

Dans les scintillateurs liquides et solides, les radiations électromagnétiques émises ne sont pas monochromatiques, mais distribuées dans une bande de fréquences bien définie ; pour la plupart des milieux luminescents, ce spectre d'émission est indépendant de la nature et de l'énergie E_1 de la particule ionisante.

Une partie de l'énergie E_1 ainsi absorbée dans le scintillateur, est convertie en p photons d'énergie moyenne $\overline{E}_p$ et ce, avec un rendement C_{ip} défini par la relation :

$$C_{ip} = \frac{p\,\overline{E}_p}{E_1}$$

Pour les particules à faible pouvoir d'ionisation spécifique, électrons rapides par exemple, le rendement C_{ip} est indépendant de l'énergie E_1 de la particule et partant, le nombre p de photons engendrant la scintillation correspondant à cette particule est sensiblement proportionnel à l'énergie E_1 absorbée, $\overline{E}_p$ étant supposé indépendant de E_1.

Pour certains milieux luminescents, le rendement C_{ip} décroît lorsque l'ionisation spécifique croît et par conséquent, pour ces milieux, le nombre p de photons réémis n'est pas proportionnel à E_1 et dépend de la nature des particules. C'est souvent le cas pour les scintillateurs organiques.

Le retour à l'état normal des atomes excités par la particule incidente étant un phénomène aléatoire, l'émission de chacun des p photons de fluorescence ne se produit pas au même instant ; l'intensité I de la lumière émise décroît exponentiellement dans le temps, depuis une intensité initiale I_0 avec une constante de temps t_0 (temps de relaxation) ; on a donc :

$$I = I_0\, e^{-\frac{t}{t_0}}$$

Les milieux fluorescents utilisés dans les scintillateurs ont généralement des constantes de temps de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-9} seconde par exemple, et permettent ainsi d'obtenir un pouvoir de résolution fort élevé des sondes qu'ils équipent.

Les p photons émis par particule ionisante n'atteignent généralement pas la photocathode de la cellule. Une fraction T_p de ces photons est absorbée dans le milieu émetteur lui-même et une autre fraction G est perdue par suite des imperfections optiques du dispositif. Le nombre p' de photons atteignant la face externe du photomultiplicateur est donc donné par :

$$p' = G\,T_p\,p = G\,T_p\,\frac{C_{ip}\,E_1}{\overline{E}_p}$$

Ces p' photons, d'énergie moyenne $\overline{E}_p$, libèrent, dans la couche sensible, des électrons par effet photoélectrique, avec un rendement défini par :

$$\eta_{pe} = C_{pe}\, f(\overline{\nu}_p)$$

où

C_{pe} est le rendement de conversion photoélectrique de la cathode sensible (rapport du nombre

(*) J.B. Birks, *Scintillation Counters*, Pergamond Press Ltd, London.

d'électrons libérés à celui des photons incidents), à la fréquence pour laquelle ce rendement est maximum

$f(\bar{\nu}_p)$ est un facteur inférieur à l'unité, fonction de la fréquence moyenne $\bar{\nu}_p$.

C_{pe} dépend de la nature de la couche sensible et de son épaisseur, $f(\bar{\nu}_p)$ dépend également de la nature de la couche sensible, mais encore, et, dans une plus large mesure, de la nature de l'enveloppe de la cellule. Ainsi $f(\bar{\nu}_p)$ s'annule aux environs de $\lambda = 3.200$ Å, pour le verre et pour $\lambda = 2.000$ Å pour le quartz.

Le nombre de photoélectrons arrachés à la cathode sensible, par particule ionisante pénétrant dans le scintillateur, est donc donné par

$$n = \eta_{pe}\, p' = G\, T_p \frac{C_{ip}\, C_{pe}}{\bar{E}_p} f(\bar{\nu}_p)\, E_l$$

Ces n électrons sont multipliés par émission secondaire sur les dynodes successives du tube photomultiplicateur et le coefficient de multiplication est :

$$M = K\, R^m$$

m étant le nombre de dynodes du tube, R le facteur de multiplication par dynode et K un coefficient inférieur à l'unité qui exprime le rendement global du tube.

La charge électrique totale Q qui atteint l'anode de la cellule photoélectrique par particule ionisante détectée vaut :

$$Q = n\, M\, e = e\, G\, T_p\, R^m \frac{K\, C_{ip}\, C_{pe}}{\bar{E}_p} f(\bar{\nu}_p)\, E_l$$

Si C est la capacité de sortie du photomultiplicateur, l'amplitude en tension de l'impulsion de sortie est donnée par :

$$V = \frac{Q}{C} = e\, G\, T_p\, R^m \frac{K\, C_{ip}\, C_{pe}}{C\, \bar{E}_p} f(\bar{\nu}_p)\, E_l$$

à condition que la constante de temps $r_l\, C$ soit longue vis-à-vis du temps de collection des électrons par l'anode du tube, r_l étant la résistance de charge de celui-ci.

A titre d'exemple, traitons le cas de la détection de rayons bêta de 1 MeV., à l'aide d'un cristal d'anthracène, monté sur un photomultiplicateur EMI du type 5311.

Pour le cristal d'anthracène on a :

$C_{ip} \approx 0{,}03 \quad T_p \approx 1 \quad \bar{E}_p \approx 3$ eV soit $\lambda \approx 4.100$ Å

Pour le photomultiplicateur, on a $C_{pe} \approx 0{,}05$ et $f(\bar{\nu}_p) \approx 1$.

Nous supposons de plus que le facteur géométrique de transmission G est égal à l'unité et que le tube est alimenté sous une tension telle que son facteur de multiplication $M = K\, R^m$ soit égal à 10^6. La capacité de sortie du tube est égale à 8 pF.

Dans ces conditions la relation établie plus haut conduit à une amplitude de l'impulsion égale à 1 volt à condition, bien entendu, que le produit $r_l\, C$ soit suffisamment grand. Mais cette dernière condition est rarement réalisée, car elle conduit à des temps de résolution beaucoup trop longs ; en réalité r_l reste relativement faible, si bien que l'amplitude des impulsions effectivement recueillies est limitée à quelques dixièmes de volts.

f) *Rendement des sondes à scintillations.*

En ce qui concerne la détection des particules ionisantes, le rendement des sondes à scintillations est du même ordre de grandeur que celui des compteurs de Geiger.

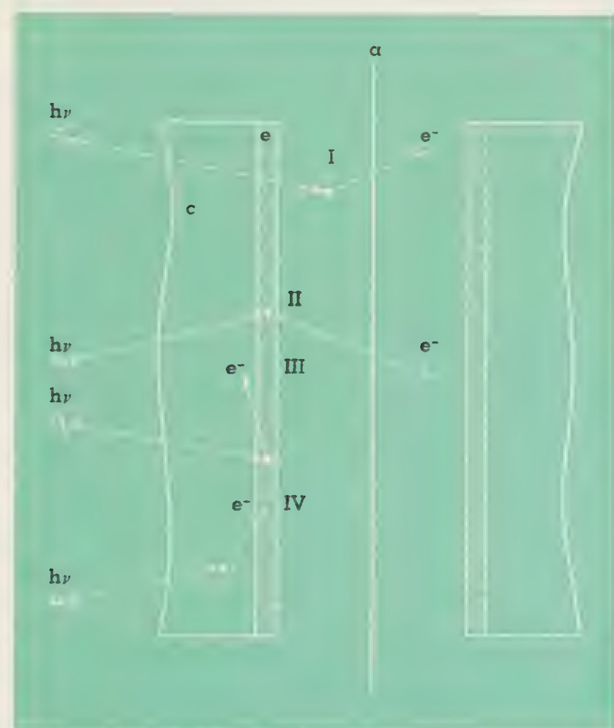
Dans le cas des compteurs de Geiger, toute particule qui atteint l'espace sensible et y engendre au moins une paire d'ions est enregistrée. Autrement dit, pratiquement toute particule, qui possède assez d'énergie pour traverser la fenêtre d'accès, est détectée,

Dans le cas des radiations issues d'un émetteur bêta, par exemple, seuls, dans le spectre continu de ce rayonnement, les électrons de très basse énergie ne sont pas enregistrés ; le nombre de particules détectées peut atteindre de 95 à 99 % du nombre de particules incidentes, selon l'épaisseur de la fenêtre et l'énergie maximum du rayonnement. Il s'ensuit que dans ce cas l'emploi d'un détecteur à scintillateur ne peut conduire à un rendement beaucoup meilleur sauf si, en vue de la détection de radiations peu pénétrantes, l'appareil est conçu de telle sorte que l'on puisse y introduire la source, dans le voisinage immédiat du scintillateur. D'une manière générale, du point de vue rendement, le seul intérêt de la sonde à scintillations, pour la détection des particules bêta, réside dans la possibilité qu'il offre de pouvoir être réalisé avec des fenêtres d'accès très minces et de surface beaucoup plus étendue que dans le cas des compteurs de Geiger (voir cristal à puits décrit ci-dessous).

Il en va tout autrement dans le cas de la détection des radiations gamma, où le compteur à scintillateur présente une efficacité de loin supérieure à celle des compteurs de Geiger.

En effet, un photon gamma qui atteint un compteur de Geiger, peut être détecté à la suite d'une interaction soit avec un atome du gaz de remplissage soit avec un atome du métal qui constitue la cathode du tube (fig. 26).

Dans le premier cas, l'électron secondaire est libéré au sein du gaz lui-même et déclenche à coup sûr le processus de décharge. Dans le second cas, l'électron, libéré par le gamma au sein de la masse métallique de la cathode, peut ne pas émerger de celle-ci, soit qu'il n'ait pas l'énergie cinétique voulue pour atteindre l'espace interélectrode, soit qu'il soit projeté dans une toute autre direction. Il en résulte que seule une faible épaisseur métallique à la surface interne de la cathode intervient dans le processus de détection (partie ombrée sur la figure). Le reste de la cathode n'intervient pas et est d'ailleurs nuisible puisqu'il absorbe inutilement le rayonnement incident. Il existe une épaisseur optimum à donner à la cathode, qui assure le meilleur rendement du compteur, pour une énergie donnée des quanta incidents.



Interactions de photons gamma dans un compteur de Geiger

a : fil anode du compteur

c : cathode du compteur

e : couche active du métal

I : interaction d'un photon gamma avec un atome du gaz de remplissage du compteur ; le processus de décharge est déclenché.

II : interaction d'un photon gamma avec un atome de la couche active de la cathode ; l'électron libéré atteint l'espace interélectrode et déclenche le processus de décharge.

III et IV : interactions de photons gamma avec des atomes métalliques au sein de la cathode ; les électrons libérés n'atteignent pas l'espace interélectrode et ne déclenchent pas le processus de décharge.

Fig. 26



Interactions de photons gamma dans le milieu luminescent d'une sonde à scintillations.

Quel que soit l'endroit où se produit l'interaction du photon incident, au sein du cristal détecteur, la lumière de fluorescence, engendrée par l'électron libéré, atteint généralement la photocathode et produit une impulsion électrique.

Fig. 27

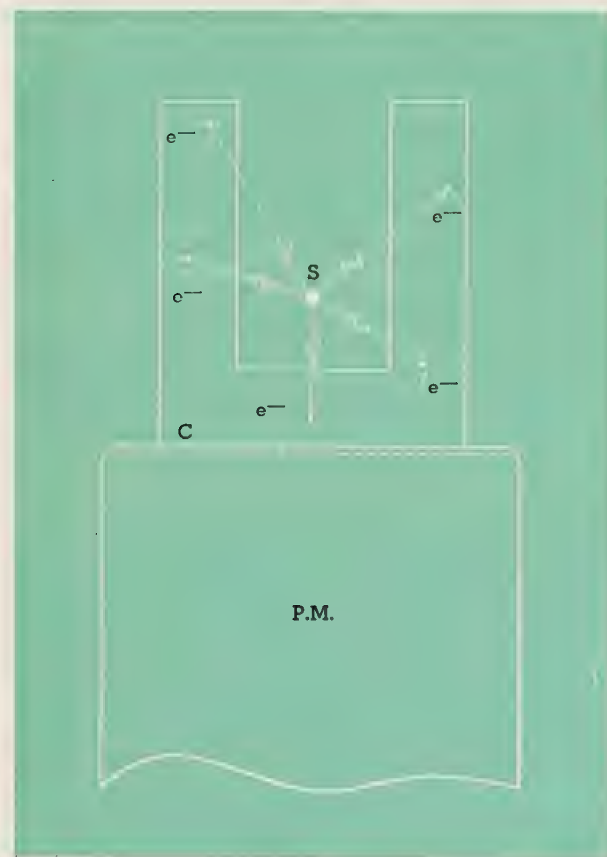
Toutefois, ce rendement reste faible, le rayonnement étant peu absorbé dans la couche active du métal et dans le gaz qui remplit l'espace interélectrodes. Seuls 1 à 5 % seulement des photons qui atteignent un compteur de Geiger sont détectés.

Dans le cas de la sonde à scintillations, par suite de la grande transparence du cristal, la lumière de fluorescence engendrée par l'électron issu de l'interaction, atteint généralement la cellule, quel que soit l'endroit du milieu scintillant où le photon gamma entre en interaction avec un atome (fig. 27).

Il en résulte que le rendement de la détection du compteur à scintallateur est beaucoup plus élevé que celui du compteur de Geiger. Pratiquement, seules les dimensions du cristal interviennent. Avec des cristaux de NaI(Tl) de 25 mm d'épaisseur, on atteint des rendements de détection de 40 à 60 % des photons qui atteignent le cristal, pour des énergies quantiques de 1 à 2 MeV.

Ici encore, comme dans le cas de la détection des rayons bêta, le rendement apparent peut encore être augmenté par l'emploi de très larges

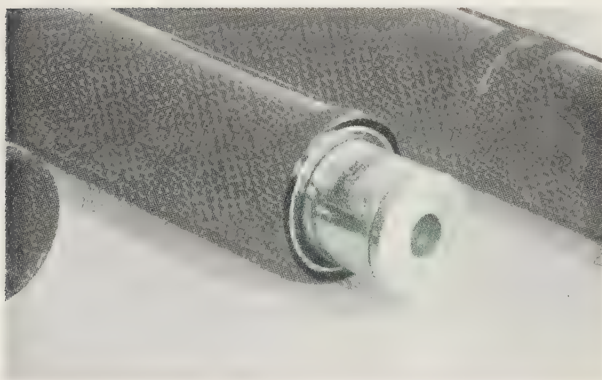
fenêtres d'accès. C'est le cas notamment lors de l'emploi des scintillateurs à puits schématisés à la figure 28.



Coupe d'un cristal à puits

C : cristal luminescent à puits : NaI (Tl)
PM : cellule photomultiplicatrice
S : source de rayonnement

Fig. 28 *a*



Cristal à puits

Fig. 28 *b*

Dans le cristal est creusé un puits profond, dans lequel vient se loger la source à mesurer, une éprouvette à paroi mince, contenant un échantillon liquide par exemple. L'angle d'accès du rayonnement est voisin de 4π stéradians et presque toutes les radiations émises par la source traversent l'espace sensible du dispositif.

En résumé nous voyons que le rendement des sondes à scintillations est nettement plus élevé, pour la détection des rayons gamma, que celui des compteurs de Geiger, tandis que dans le cas de la détection de radiations ionisantes, telles que des particules bêta, les rendements sont du même ordre de grandeur.

Toutefois, un autre aspect de la détection doit encore être considéré, c'est celui de l'incidence du temps de résolution du compteur utilisé sur le rendement.

Nous avons vu que le temps mort d'un compteur de Geiger est de l'ordre de 10^{-4} sec, tandis que celui d'un détecteur à scintillations est du même ordre de grandeur que la constante de temps t_0 du milieu scintillant adopté, soit généralement de l'ordre d'une fraction de microseconde.

Il en résulte que dans tous les cas de comptage à taux moyen élevé, qu'il s'agisse de radiations corpusculaires ou électromagnétiques, les pertes statistiques sont beaucoup plus faibles avec les sondes à scintillations qu'avec les compteurs de Geiger.

g) *Bruit de fond et mouvement propre du compteur à scintillateur.*

Les compteurs à scintillateur sont le siège d'impulsions parasites spontanées au même titre que les autres détecteurs déjà étudiés jusqu'ici. Mais, dans le cas présent, ce mouvement propre a deux origines distinctes : l'une réside dans le tube photomultiplicateur lui-même et l'autre dans la sensibilité du milieu scintillant à toutes les radiations parasites qui l'atteignent.

Analysons d'abord l'importance de cette seconde source de perturbations.

Une faible partie des impulsions parasites spontanées qu'elle provoque est due aux rayons cosmiques qui traversent le scintillateur, une autre partie, relativement faible également, est due à la contamination radioactive des locaux et des objets qui entourent le détecteur. Ces deux premières composantes peuvent être réduites, dans une notable proportion, par un blindage convenable du scintillateur. Une troisième partie, la plus importante, est due à la contamination radioactive inévitable des matériaux qui constituent le scintillateur lui-même. Dans le cas du compteur de Geiger, c'est

pratiquement uniquement la contamination de la partie active de la cathode (zone ombrée de la figure 26) qui intervient dans cette troisième composante.

Dans le cas du scintillateur, c'est la contamination radioactive du cristal qui importe le plus. Comme le volume d'un cristal détecteur est généralement beaucoup plus grand que celui de la partie active d'un compteur de Geiger, cette composante du comptage spontané pour un compteur à scintillateur est notablement plus importante que pour un compteur de Geiger.

En fait, si la sensibilité d'une sonde à scintillations est 10 à 30 fois supérieure à celle d'un compteur de Geiger, on peut dire que le taux d'impulsions spontanées de la sonde vaut également 10 à 30 fois celui du compteur de Geiger.

C'est ainsi qu'un compteur de Geiger, de 25 cm^2 de section longitudinale, présente un taux d'impulsions spontanées de l'ordre de 20 imp/min sous blindage (60 imp/min sans blindage) tandis qu'un cristal d'iodure de sodium, NaI (Tl), de 2,5 cm^3 de volume, présente un mouvement propre de l'ordre de 300 imp/min environ.

Analysons maintenant l'importance de la première composante, signalée plus haut, du mouvement propre d'un compteur à scintillateur. Nous avons dit au début de ce paragraphe qu'elle avait son origine dans le tube photomultiplicateur lui-même. Elle est due, en effet, à l'émission thermo-ionique d'électrons par la photocathode, à la température ambiante. Cette émission très faible est cependant loin d'être négligeable dans l'utilisation des photomultiplicateurs. Elle se traduit par un faible courant permanent dans le circuit d'anode du tube. Ce courant est désigné sous l'appellation *courant d'obscurité de la cellule*.

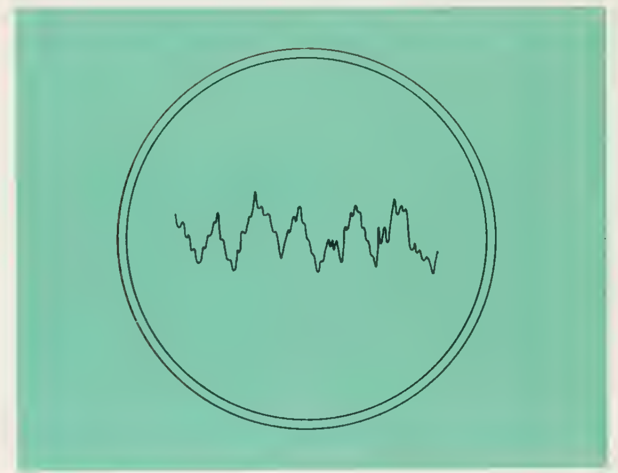
En fait, chaque électron émis par la cathode par effet thermo-ionique déclenche une avalanche de $K R^m$ électrons sur l'anode et engendre entre les bornes de la résistance de charge du photomultiplicateur une impulsion dont l'amplitude est donnée par

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{K R^m e}{C}$$

soit 0,02 volt, dans le cas numérique envisagé à la fin du paragraphe e.

L'ensemble de ces avalanches constitue le courant d'obscurité du tube. Celui-ci se traduit par une succession d'impulsions distribuées au hasard avec une fréquence moyenne très élevée (voir fig. 29).

Le signal ainsi produit porte le nom de bruit de fond de la cellule. Il est évidemment encore observable à la sortie des amplificateurs où il peut prendre une amplitude moyenne de crête à crête de l'ordre de 2 Volts, pour un amplificateur de gain 1.000 et un photomultiplicateur alimenté de telle sorte que son coefficient d'amplification $M = K R^m$ soit égal à 10^6. Généralement ce bruit de fond n'est pas gênant, du moins tant que l'expérimentation ne porte que sur des rayonnements de grande et moyenne énergies. Mais lors de la détection des radiations de faible énergie, des rayons X par exemple, les impulsions à compter sont comparables en amplitude aux pointes de tensions provenant du bruit de fond de l'installation.



Aspect du bruit de fond d'une sonde à scintillations.

Fig. 29

La composante due aux impulsions spontanées devient importante dans ce domaine d'utilisation.

En dehors d'un choix judicieux du photomultiplicateur, deux procédés peuvent être utilisés pour minimiser l'importance de cet effet parasite.

D'une part la photocathode de la cellule peut être refroidie, de manière à en réduire l'émission thermo-ionique. C'est ainsi que l'on réalise des installations où les détecteurs travaillent à la température de l'air liquide. Il est évident que cette méthode ne peut être mise en œuvre que dans les laboratoires de recherche particulièrement bien équipés.

D'autre part, le mouvement propre de l'installation de comptage, dû à l'émission électronique de la cathode peut encore être réduit en utilisant

le procédé de comptage par coïncidences décrit ci-dessous (fig. 30).

Le cristal scintillateur est logé entre deux photomultiplicateurs. Ceux-ci sont reliés à des amplificateurs séparés, dont les signaux attaquent un sélecteur de coïncidences. Cet appareil ne fournit un signal susceptible d'être enregistré par le compteur que lorsque les cellules délivrent des impulsions simultanées.

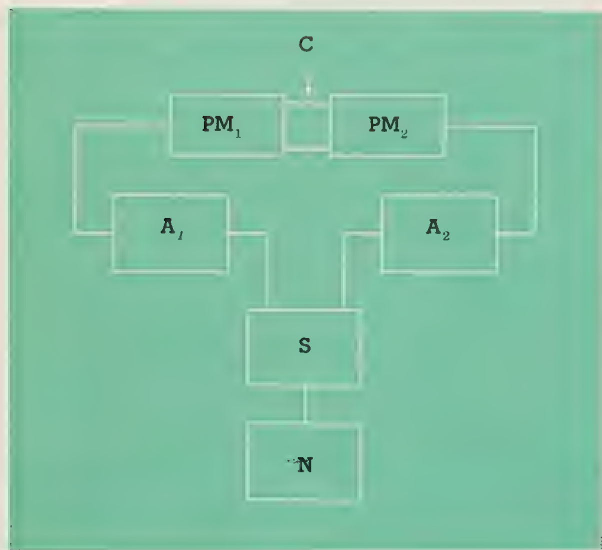


Schéma de principe du dispositif de comptage par coïncidences

C : cristal luminescent
PM_1 et PM_2 : cellules photomultiplicatrices
A_1 et A_2 : amplificateurs
S : sélecteur de coïncidences
N : compteur électronique

Fig. 30

Le procédé est basé sur le fait que les impulsions du bruit de fond des deux cellules sont indépendantes et distribuées au hasard dans le temps et de ce fait ne peuvent donner lieu qu'à de rares coïncidences fortuites, apparaissant avec une fréquence donnée par la relation

$$R_f = R_1 \ R_2 \ \tau$$

où R_1 et R_2 sont les fréquences moyennes des impulsions engendrées par effet thermo-ionique dans chacune des cellules séparément et τ le pouvoir de résolution du sélecteur de coïncidences ; au contraire, toute particule détectée par le cristal engendre des impulsions simultanées à la sortie des deux photomultiplicateurs et donne lieu de ce fait à des coïncidences vraies, toutes dénombrées.

Rappelons que, pour éliminer la contribution due au bruit de fond du compteur, le nombre d'impulsions par unité de temps produit par le rayonnement à mesurer est obtenu en faisant la différence entre les taux moyens de comptage en présence et en l'absence de ce rayonnement.

Comme il s'agit de phénomènes aléatoires, pour que la mesure ainsi effectuée ait une précision suffisante, sa durée doit être d'autant plus longue que le taux d'impulsions parasites est plus élevé par rapport au taux d'impulsions à déterminer.

Ainsi dans le cas où chaque cellule engendre 1.000 impulsions parasites chaque seconde, et où le taux de comptage du rayonnement à mesurer est égal à 50 imp/sec, les dénombrements effectués à l'aide d'une simple chaine (photomultiplicateur, amplificateur, numérateur), seraient longs et conduiraient à des résultats entachés d'erreurs importantes ; par contre l'emploi d'un sélecteur de coïncidences, de pouvoir de résolution de 1 μsec, ramène le taux d'impulsions parasites à :

$$R_f = 10^3 \ . \ 10^3 \ . \ 10^{-6} = 1 \text{ imp/sec}$$

le taux d'impulsions dues au rayonnement étudié restant égal à 50 imp/sec.

h) *Les spectromètres à photomultiplicateur.*

α) *Cas des rayonnements corpusculaires ionisants.*

Nous avons établi au paragraphe e, la relation qui permet le calcul de l'amplitude des impulsions de tension engendrées par un photomultiplicateur :

$$V = e \, G \, T_p \, R^m \, \frac{K \, C_{ip} \, C_{pe}}{C \, \overline{E}_p} \, f(\overline{\nu}_p) \ E_1$$

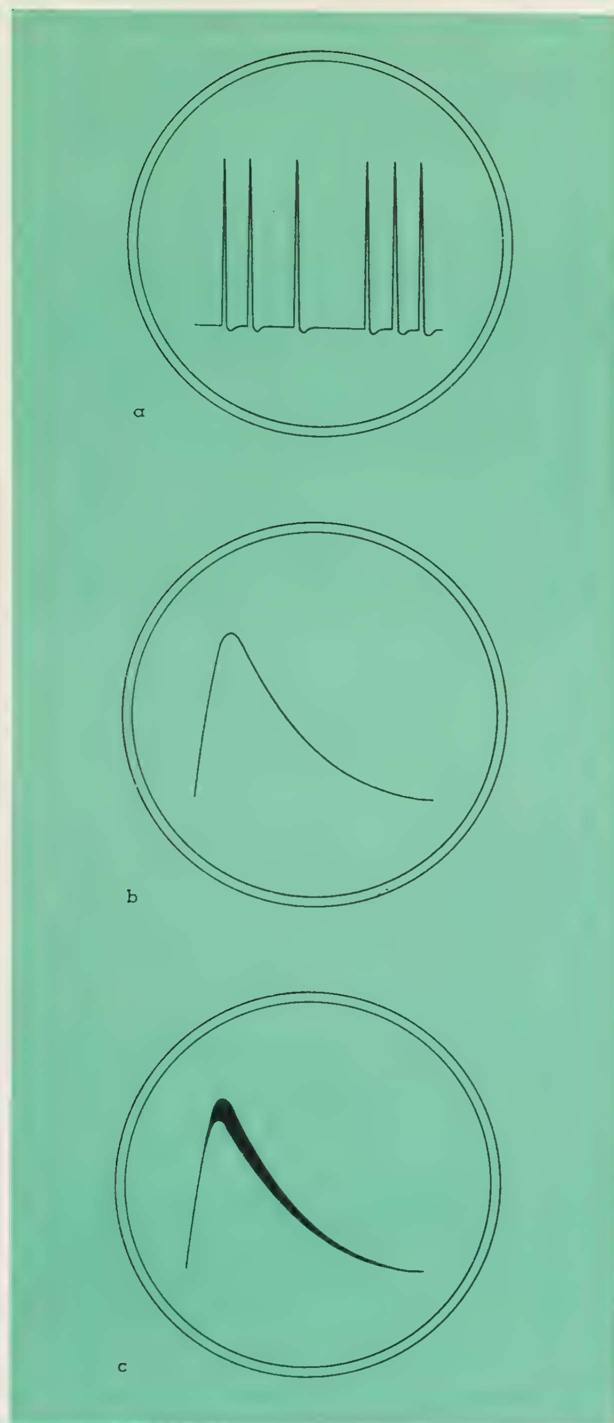
L'amplitude de ces impulsions est proportionnelle à l'énergie E_1 dissipée, dans le milieu scintillant, par la particule détectée. Il en résulte que si le rayonnement corpusculaire monoénergétique (électrons de conversion interne p.ex.) toutes les impulsions engendrées par le dispositif doivent avoir la même amplitude. Cette amplitude caractérise l'énergie E_1 de la particule si l'énergie dissipée avant son accès au scintillateur est négligeable et si l'épaisseur de celui-ci est suffisante pour qu'elle y termine son parcours.

Si tout se passait strictement comme il vient d'être dit, les impulsions observées à l'oscillographe, auraient l'aspect représenté aux figures 31,a et 31,b. En réalité, les coefficients C_{ip}, T_p, G, C_{pe}, K et R sont sujets à d'importantes fluctuations statistiques d'un événement à l'autre, ce qui conduit à une dispersion notable des amplitudes des impulsions engendrées par des événements ionisants identiques.

L'enregistrement oscillographique prend en réalité l'aspect représenté à la figure 31,c , la dispersion des amplitudes pouvant atteindre 10 % de leur valeur moyenne.

En fait, pour une sonde à scintillations bien conditionnée, c'est le coefficient de multiplication par dynode R , qui est sujet aux plus importantes fluctuations et qui est en premier lieu responsable de la dispersion des amplitudes.

La distribution des impulsions peut être étudiée à l'aide du dispositif spectrométrique décrit ci-dessous (fig. 32).



Aspect oscillographique des impulsions issues d'une sonde à scintillations pour un rayonnement corspusculaire monoénergétique

a) aspect théorique de la distribution dans le cas idéal

b) aspect théorique de l'image stationnaire d'impulsions dans le cas idéal (observée à l'oscillographe déclenché)

c) aspect de l'image stationnaire réelle, compte tenu de la dispersion des amplitudes.

Fig. 31

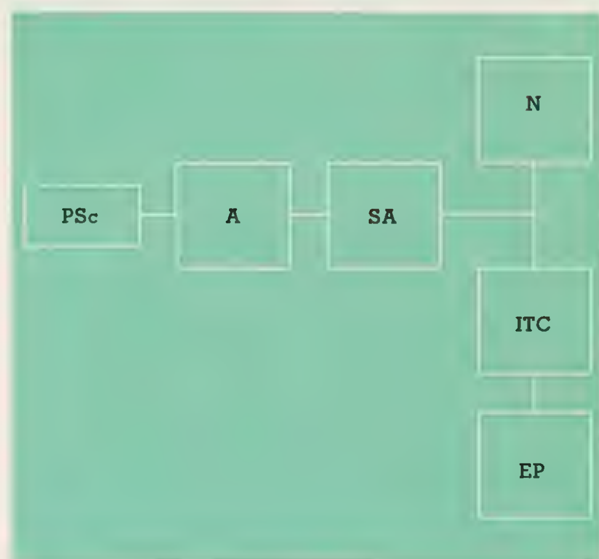


Schéma de principe du spectromètre à scintillateur

PSc : sonde à scintillations
A : amplificateur linéaire
SA : sélecteur d'amplitudes
N : compteur électronique
ITC : indicateur de taux de comptage
EP : enregistreur potentiométrique

Fig. 32

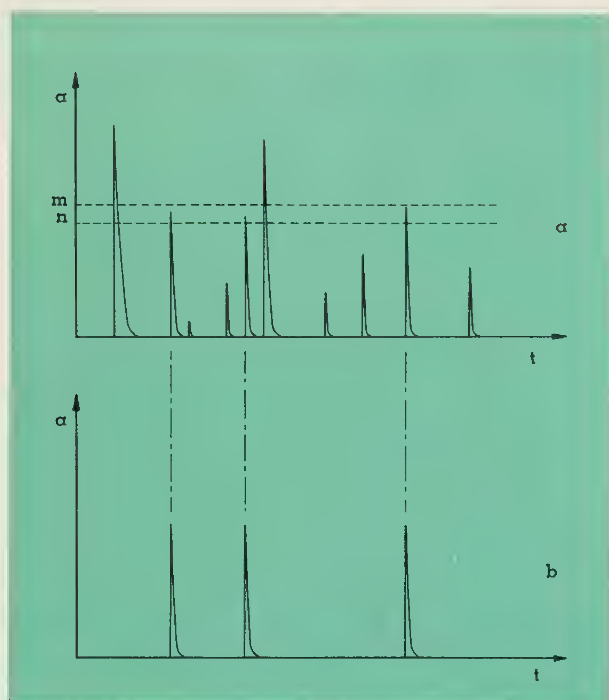
Les impulsions issues du photomultiplicateur sont admises dans un sélecteur d'amplitudes après amplification.

Le sélecteur d'amplitude est un dispositif électronique qui délivre un signal de sortie pour chaque impulsion incidente dont l'amplitude est comprise entre deux niveaux prédéterminés ; les impulsions qui n'atteignent pas ces niveaux ou les dépassent, n'engendrent pas de signal de sortie.

L'écart entre ces niveaux peut être modifié (de 0 à 5 volts, par exemple) ainsi que leur hauteur

moyenne dans l'échelle des amplitudes (de 0 à 100 volts, par exemple). La figure 33 illustre ce principe.

Les impulsions issues du sélecteur sont dénombrées par un compteur électronique qui permet ainsi de déterminer le taux moyen des impulsions dont l'amplitude est comprise entre deux niveaux prédéterminés.



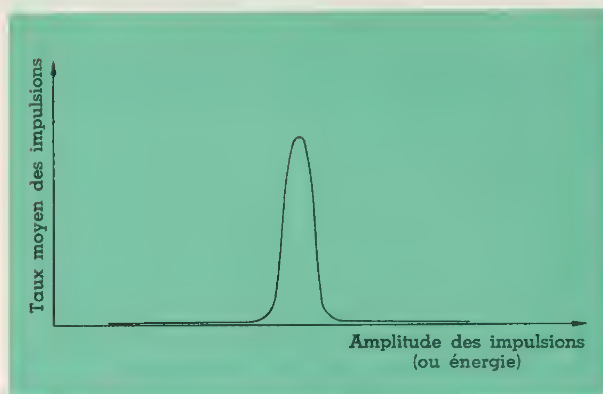
Principe de fonctionnement du sélecteur d'amplitudes
Parmi les impulsions incidentes (a) seules les impulsions, dont l'amplitude est comprise entre deux niveaux prédéterminés m et n, donnent lieu à des impulsions à la sortie de l'appareil (b).

Fig. 33

La mesure de ce taux moyen peut encore être effectuée à l'aide d'un indicateur continu de taux d'impulsions et portée automatiquement en graphique, en fonction de l'amplitude, à l'aide d'un enregistreur potentiométrique. Le moteur qui entraîne l'enregistreur est alors synchronisé avec le moteur qui dans le sélecteur entraîne le potentiomètre destiné à fixer la hauteur moyenne des niveaux de sélection et par conséquent présélectionne l'amplitude des impulsions enregistrées.

Le même graphique peut évidemment encore être tracé point par point, avec une précision plus grande, à partir des relevés de taux effectués à l'aide du numérateur électronique.

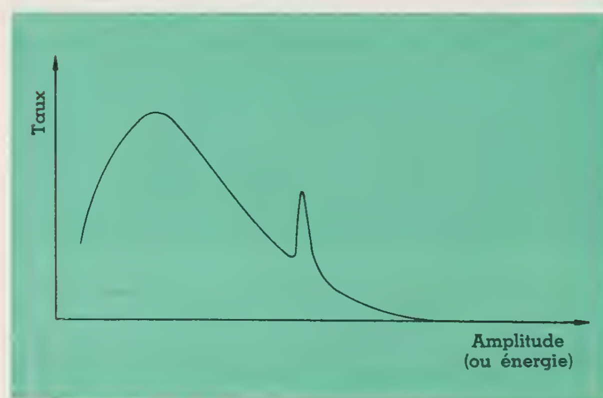
Dans le cas de l'analyse des impulsions représentées à la figure 31,c, relative à la détection d'un rayonnement monoénergétique ionisant, le diagramme correspondant a l'aspect représenté à la figure 34.



Spectrogramme correspondant à un rayonnement monoénergétique ionisant.

Fig. 34

Si le rayonnement émis par la source n'est pas monoénergétique, mais présente, par exemple, soit plusieurs radiations monocinétiques soit de tels rayonnements superposés à l'émission de particules à spectre continu d'énergie, ces diagrammes (taux-amplitude) correspondent à de véritables spectrogrammes du rayonnement émis. Dans le cas d'une source émettant simultanément un spectre continu de rayons bêta et des électrons de conversion de rayons gamma, le diagramme enregistré a l'aspect représenté à la figure 35.



Spectrogramme obtenu dans le cas d'une source émettant simultanément un spectre continu de rayons bêta et des électrons de conversion de rayons gamma.

Fig. 35

β) Cas des rayons gamma.

Dans le cas des rayonnements gamma, le problème de la spectrométrie se pose d'une manière un peu plus complexe. Les rayons gamma ne sont pas, en effet, ionisants par eux-mêmes et seuls peuvent être enregistrés les électrons qu'ils arrachent aux atomes du milieu scintillant lors de leurs interactions avec ceux-ci.

Trois processus d'interaction sont possibles, donnant lieu à des émissions d'électrons d'énergies différentes, si bien que l'enregistrement spectrométrique d'un rayonnement gamma monochromatique est composé non pas d'une simple crête, comme dans le cas d'un rayonnement bêta monoénergétique (fig. 34), mais présente un profil compliqué, caractéristique de la distribution des énergies des électrons secondaires, émis lors des processus d'interaction.

Envisageons l'incidence des trois modes d'interaction sur le profil du spectrogramme pour un rayonnement gamma monochromatique.

1) *Composante due à l'effet photoélectrique.* (fig. 36,a).

Le photon incident $h\nu$, arrache un électron d'une quelconque des couches périphériques de l'atome touché et projette cet électron dans le milieu scintillant avec une énergie cinétique E_{cp}, répondant à la relation :

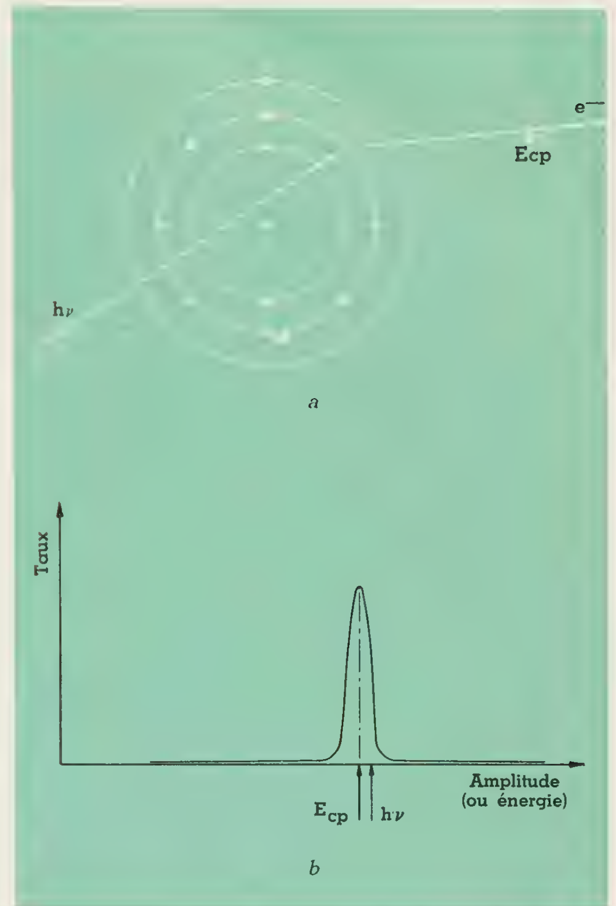
$$E_{cp} = h\nu - E_l$$

dans laquelle le terme E_l est l'énergie de liaison de l'électron à l'orbite qu'il occupait dans l'atome.

Cette énergie de liaison peut varier suivant la nature de l'orbite d'origine, mais dans le cas des rayons gamma, elle est généralement faible vis-à-vis de l'énergie $h\nu$ du photon initiateur du phénomène. Il en résulte que les photoélectrons arrachés à un milieu donné, par un faisceau de rayons gamma monochromatique, peuvent être considérés comme monoénergétiques. Ils se traduisent donc dans le spectrogramme par une simple crête correspondant à une énergie légèrement inférieure à celle du gamma incident (fig. 36,b).

2) *Composante due à l'effet Compton.* (fig. 37a).

Le photon incident d'énergie $h\nu$ arrache un électron à l'atome touché et projette celui-ci dans le milieu scintillant avec une énergie cinétique E_{cc}, tandis qu'un photon d'énergie $h\nu'$, inférieure à $h\nu$ est projeté dans une direction différente.



Effet photoélectrique

a) Le photon incident, d'énergie $h\nu$, arrache un électron périphérique (e^-) et le projette avec une énergie cinétique E_{cp}.

b) Le spectrogramme obtenu présente une simple crête (photoélectrons quasi monocinétiques) correspondant à une énergie légèrement inférieure à celle du photon incident.

Fig. 36

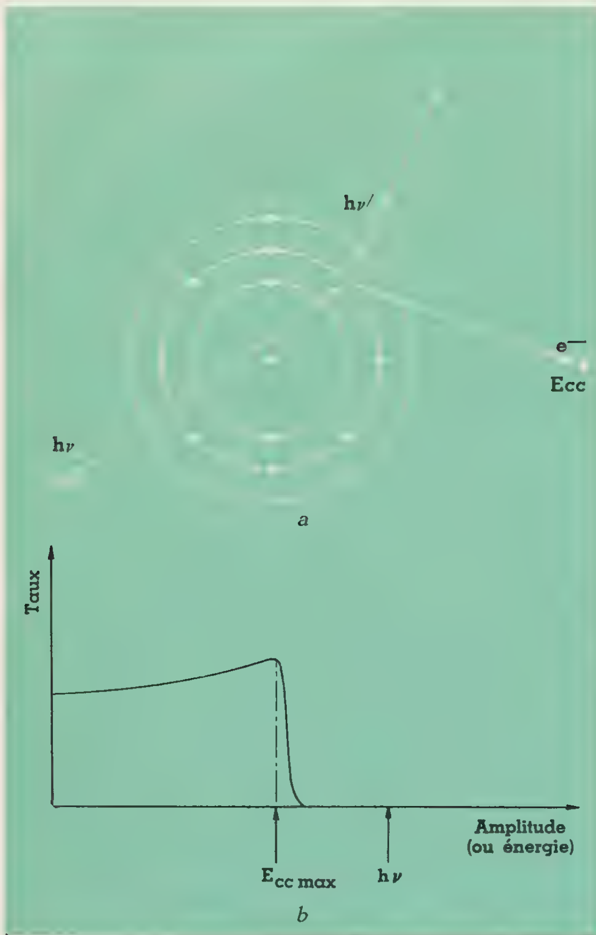
L'énergie cinétique de l'électron projeté est donnée par :

$$E_{cc} = h\nu - h\nu' - E_l$$

où E_l est encore l'énergie de liaison de l'électron à son orbite d'origine.

L'énergie cinétique de l'électron projeté peut avoir n'importe quelle valeur, comprise entre zéro et une limite supérieure définie par la relation

$$E_{cc\ max.} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{2h\nu}}$$



Effet Compton

a) Le photon incident, d'énergie hν, arrache un électron périphérique (e^-) et le projette avec une énergie cinétique E_{cc} ; un photon d'énergie hν' (< hν) est projeté dans une autre direction.

b) Le spectrogramme obtenu montre la distribution continue des énergies des électrons de compton.

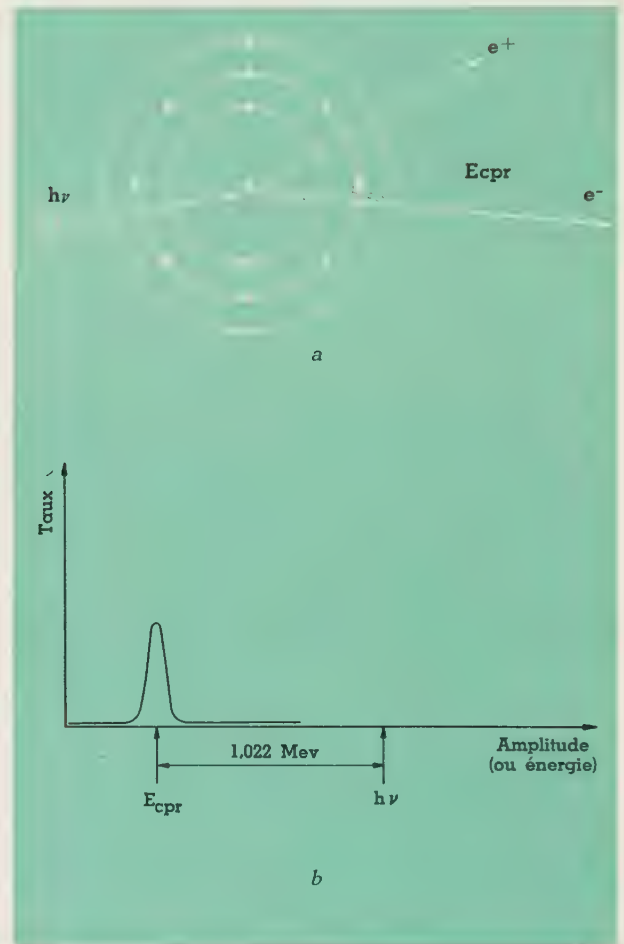
Fig. 37

Il en résulte que les énergies des électrons secondaires arrachés au milieu ambiant par effet Compton sont réparties en une distribution continue qui se traduit sur le spectrogramme par une courbe ayant l'aspect illustré par la figure 37,b.

En général, le photon secondaire h ν' s'échappe du cristal, mais si celui-ci est assez volumineux, ce photon secondaire peut donner lieu à un nouveau processus d'interaction, quasi simultané avec le premier et les photons engendrés par le deuxième électron s'ajoutent à ceux dus au premier pour donner lieu à une impulsion d'amplitude plus grande.

3) *Composante due à la création de paires (effet de matérialisation)*. (fig. 38,a).

Le photon incident entre en interaction avec le champ électrique du noyau d'un des atomes du milieu détecteur et se matérialise en créant un électron négatif et un électron positif, projetés simultanément dans le milieu scintillant avec une énergie cinétique globale E_{cpr} égale à l'énergie hν du photon incident, diminuée :



Création de paires (effet de matérialisation)

a) Le photon incident, d'énergie hν, crée, par interaction avec le champ électrique du noyau, un électron positif et un électron négatif projetés avec une énergie cinétique totale E_{cpr} ; seuls, les photons d'énergie supérieure à 1,022 MeV peuvent engendrer le processus.

b) Le spectrogramme obtenu montre que toutes les particules issues de ce mode d'interaction ont la même énergie totale E_{cpr}.

Fig. 38

— de l'énergie consacrée à la production des deux particules (1,022 MeV),

— de l'énergie cédée au noyau sous forme cinétique, énergie faible vu la masse élevée du noyau.

On peut donc écrire

$$E_{cpr} = h\nu - 1{,}022 \text{ MeV}$$

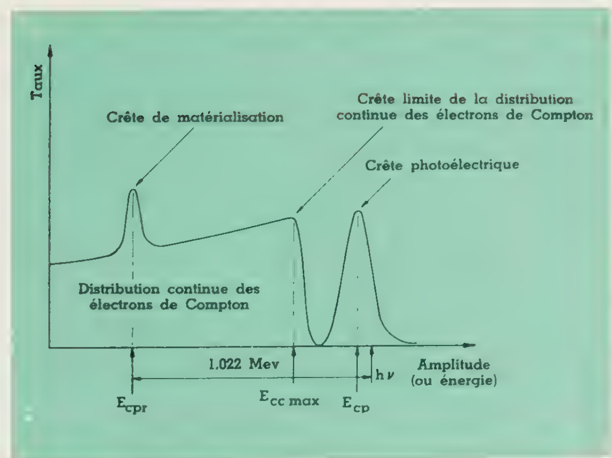
Ce mode d'interaction ne peut donc se produire qu'avec des rayonnements gamma d'énergie quantique supérieure à 1,022 MeV.

Les particules issues de ce mode d'interaction ont toutes la même énergie totale E_{cpr} et par conséquent engendrent des impulsions ayant toutes la même amplitude (pour un rayonnement gamma monochromatique).

La figure 38,b représente le spectrogramme correspondant à ce mode d'interaction.

Si nous tenons compte du fait que l'un ou l'autre des trois modes d'interaction possibles des rayons gamma avec la matière, peut s'être produit pour chaque photon détecté, nous pouvons prévoir que le profil du spectrogramme enregistré, pour un rayonnement gamma monochromatique, pourra présenter à la fois les crêtes dues à l'effet photoélectrique et au phénomène de matérialisation, en même temps qu'une partie continue correspondant à la distribution des énergies des électrons de Compton.

La figure 39 illustre le profil du spectrogramme correspondant à un rayonnement gamma d'énergie supérieure à 1,022 MeV.



Spectrogramme correspondant à un rayonnement gamma d'énergie supérieure à 1,022 MeV.

Fig. 39

Dans le cas où l'énergie du rayonnement étudié n'atteint pas 1,022 MeV, on n'observe pas la crête correspondant au phénomène de production de paires.

La figure 40 reproduit l'enregistrement spectrométrique du rayonnement gamma monochromatique d'énergie quantique égale à 0,669, MeV, émis par une source de césium 137. Il ne présente pas de crête due à la création de paires et les irrégularités qui apparaissent sur le tracé du spectrogramme sont la manifestation des fluctuations statistiques de l'intensité du rayonnement au cours de l'enregistrement. La figure 41 représente, observé à l'oscillographe déclenché (*), le spectre des impulsions délivrées par un cristal d'iodure de sodium activé au thallium [NaI (Tl)], soumis au rayonnement d'une source de césium 137. On remarque dans le haut du cliché, bien groupées, les impulsions engendrées par effet photoélectrique, et séparées par un intervalle obscur de la distribution continue, des impulsions dues à l'effet Compton.

L'enregistrement d'un spectrogramme, à l'aide d'un appareil du type décrit plus haut, exige un certain temps, plusieurs heures par exemple, si l'on désire une bonne précision du tracé (élimination ou du moins atténuation des fluctuations statistiques) et surtout si les mesures sont faites point par point à l'aide d'un compteur électronique. Cette durée de l'enregistrement constitue un grave inconvénient pour l'étude des sources faibles à courte vie. Aussi a-t-on réalisé des spectromètres beaucoup plus complexes, dits multicanaux, qui dénombrent simultanément les impulsions dont les amplitudes sont comprises entre les limites d'un grand nombre de couples de niveaux prédéterminés et fixes (100 par exemple), échelonnés dans toute la gamme des amplitudes du spectre. Ces instruments sont évidemment extrêmement onéreux, puisqu'ils comportent en principe autant de sélecteurs d'amplitude et de compteurs électroniques qu'il y a de couples de niveaux prévus. Grâce à eux, on peut obtenir en quelques minutes les mesures d'intensités en fonction des énergies, qui permettent le tracé point par point des spectrogrammes.

La complexité du profil du spectrogramme obtenu pour une simple radiation monochromatique montre que l'interprétation des spectrogrammes correspondant à des rayonnements composés de plusieurs radiations monochromatiques présente de grandes difficultés. Ces rayonnements composés peuvent être émis par plusieurs radioisotopes émetteurs mélangés ou par un seul élément émetteur de spectre multiénergétique. Aussi, a-t-on cherché à réaliser des dispositifs spectrométriques éliminant ces difficultés. Le plus connu est le

(*) Revue M.B.L.E, I, 3, p. 128.

Amplitude (ou énergie)

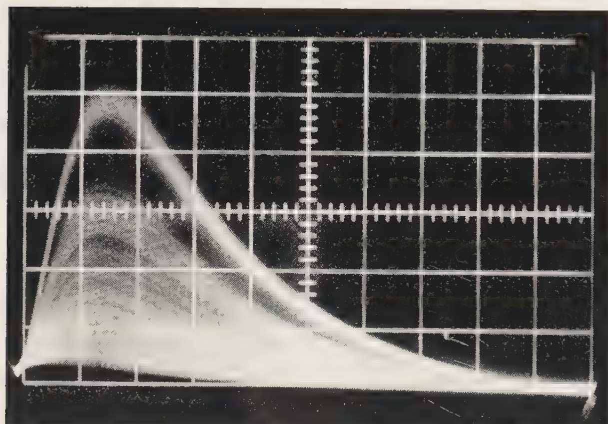
Crête due à l'effet photoélectrique

Répartition continue des électrons de Compton

Taux des impulsions

Enregistrement spectrométrique du rayonnement gamma monochromatique d'énergie quantique égale à 0,669, MeV émis par une source de césium 127. Il ne présente pas de crête due à la création de paires et les irrégularités qui y apparaissent sont la manifestation des fluctuations statistiques de l'intensité du rayonnement au cours de l'enregistrement.

Fig. 40



Oscillogramme montrant le spectre des impulsions délivrées par un cristal de NaI (Tl) soumis au rayonnement du Cs_{137}.

Dans le haut de l'oscillogramme, on remarque les impulsions, bien groupées, dues à l'effet photoélectrique et, au centre, les impulsions dues à l'effet Compton, séparées par un intervalle obscur de la distribution continue.

Fig. 41

spectromètre à coïncidences de Hofstadter dont le principe de fonctionnement va maintenant être décrit.

Le dispositif expérimental est schématisé à la figure 42.

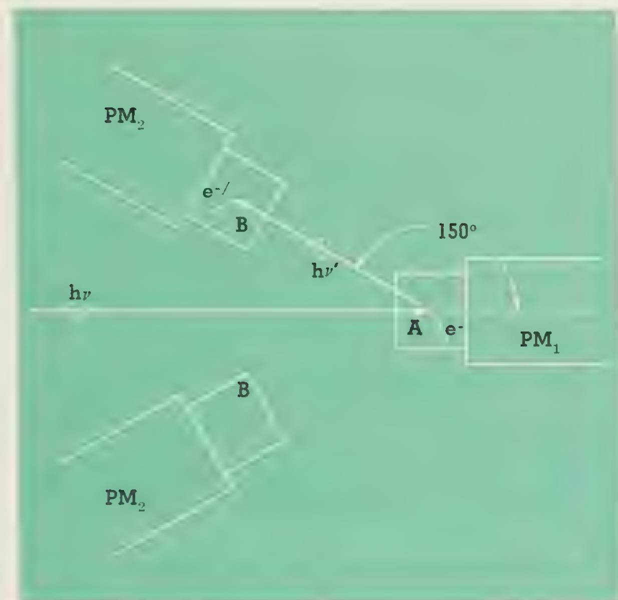


Schéma de principe du spectromètre à coïncidences de Hofstadter.

A et B : cristaux luminescents

PM$_1$ et PM$_2$: cellules photomultiplicatrices

Fig. 42

Le faisceau de rayons gamma d'énergie hν atteint directement le scintillateur A dans lequel les électrons de Compton libérés, notamment, engendrent des éclairs lumineux. Les photons secondaires hν', émis simultanément, sont enregistrés dans un second cristal B disposé de telle manière que l'angle de diffusion θ utilisé soit de l'ordre de 150°. Eventuellement, un certain nombre de scintillateurs analogues à B sont disposés régulièrement autour de l'axe du scintillateur A.

Or, l'énergie cinétique des électrons de Compton libérés dans le scintillateur A est donnée par la relation :

$$E_{cc} = \frac{h\,\nu}{1 + \dfrac{m_o\,c^2}{2\,h\,\nu\,\sin^2\dfrac{\theta}{2}}} \qquad (a)$$

Pour un angle de diffusion égal à 180°, la relation précédente se réduit à :

$$E_{cc,max} = \frac{h\,\nu}{1 + \dfrac{m_o\,c^2}{2\,h\,\nu}} \qquad (b)$$

qui est l'énergie maximum des électrons de Compton pour un rayonnement incident d'énergie quantique h ν donnée.

Or, la relation (a) conduit à des valeurs de l'énergie cinétique E_{cc} peu différentes pour des angles de diffusion θ compris entre 140° et 180°. Par exemple, pour h ν = 1 MeV, $E_{cc,\ max.}$ = 0,80 MeV, tandis que E_{cc} = 0,78 MeV pour θ = 140°. Il en résulte que, si le sélecteur d'amplitude analyse les énergies des électrons secondaires libérés dans le cristal A par le faisceau monochromatique incident, mais ne délivre, grâce à un circuit de coïncidence, des impulsions que lorsque les scintillateurs B en engendrent simultanément, le spectrogramme enregistré n'est relatif qu'aux électrons de Compton d'énergie voisine du maximum $E_{cc,\ max}$ et ne présente qu'une simple crête.

Les autres électrons de Compton, d'énergies plus faibles, ne sont pas enregistrés puisque, selon la relation (a), ils correspondent à des angles de diffusion du photon secondaire, tels qu'ils ne peuvent atteindre un cristal B et déclencher le dispositif de sélection des coïncidences.

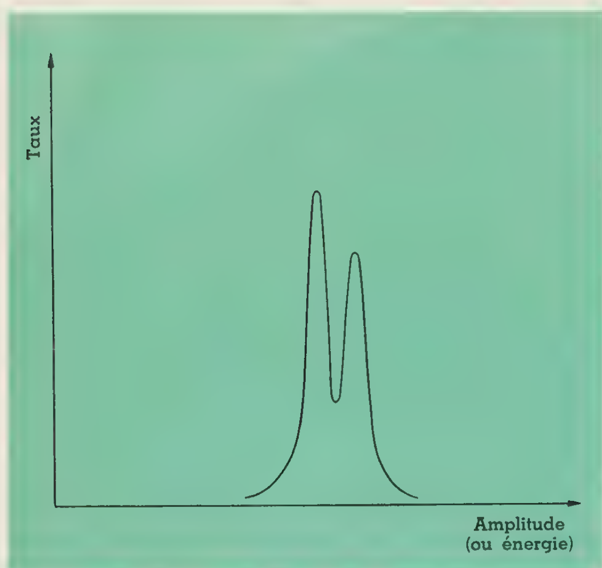
Les électrons libérés dans le scintillateur A, par effet photoélectrique ne peuvent non plus être enregistrés puisqu'ils ne peuvent engendrer de coïncidences.

Les spectrogrammes enregistrés sont ainsi beaucoup simplifiés et ne présentent qu'une seule crête par longueur d'onde présente dans le rayonnement étudié.

La figure 43 illustre le spectrogramme obtenu pour les deux émissions gamma d'énergies voisines du cobalt 60.

i) *Enregistrement électif d'une radiation.*

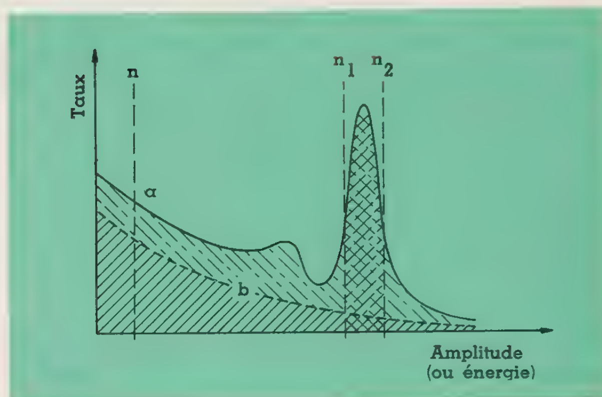
L'emploi d'un spectromètre permet l'enregistrement sélectif d'une radiation d'énergie déterminée parmi d'autres. Il suffit de régler les deux niveaux de sélection de l'appareil de manière à encadrer exactement l'amplitude des impulsions correspondant à cette énergie. Cette façon de procéder permet de faire des mesures sur un radioisotope déterminé, alors que le rayonnement d'autres émetteurs atteint le détecteur. Si l'isotope à déceler émet un rayonnement gamma par exemple. il suffit



Spectrogramme de deux émissions gamma du Co_{60} relevé au spectromètre à coïncidences de Hofstadter

Fig. 43

Suposons, en effet, que nous ayons enregistré sur un seul diagramme, d'une part, le spectrogramme du mouvement propre de l'installation (courbe en trait interrompu b de la figure 45) et, d'autre part, le spectrogramme correspondant à l'émission gamma d'un échantillon monochromatique de faible activité (courbe en trait continu a de la figure 45). Cette seconde courbe représente évidemment le taux des impulsions dues à la fois à l'échantillon lui-même et au bruit de fond du compteur.



Détermination précise de l'activité d'un échantillon.

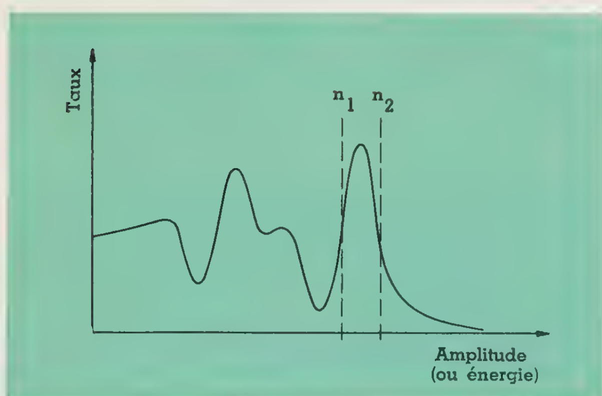
Courbe a : Spectrogramme correspondant à l'émission gamma d'un échantillon monochromatique de faible activité

Courbe b : Spectrogramme du mouvement propre de l'installation.

Fig. 45

de régler les niveaux de sélection de l'appareil de part et d'autre de la crête photoélectrique de cette radiation. (fig. 44).

Cette manière de procéder permet encore de réduire, dans une notable proportion, l'incidence néfaste du mouvement propre de l'instrument (background) sur la précision des mesures portant sur des échantillons de faible activité.



Enregistrement sélectif d'une radiation d'énergie déterminée parmi d'autres.

Les deux niveaux de sélection du sélecteur d'amplitudes encadrent la crête photoélectrique de la radiation gamma à détecter.

Fig. 44

Le procédé ordinaire de mesure consiste, comme nous l'avons déjà dit, à dénombrer les impulsions d'amplitude supérieure à un niveau donné, le niveau n sur la figure 45 par exemple. Ce dénombrement se fait, d'une part, avec l'échantillon devant le compteur et, d'autre part, avec l'échantillon enlevé. La différence entre les deux nombres obtenus mesure l'activité de la préparation. Le premier nombre est proportionnel à l'aire sous-tendue, depuis le niveau n, par la courbe spectrométrique a, et le second, à l'aire sous-tendue, depuis le même niveau, par la courbe b. L'activité de l'échantillon est proportionnelle à la différence entre ces deux aires. La précision de la détermination dépend évidemment du rapport de ces deux surfaces et est d'autant meilleure que ce rapport est grand, pour un temps de comptage déterminé.

Le procédé de comptage spectrométrique consiste à n'enregistrer que les impulsions d'amplitudes comprises entre les niveaux n_1 et n_2 encadrant

exactement la crête photoélectrique du rayonnement enregistré et ce tant pour la détermination du mouvement propre de l'installation que pour la mesure de l'activité de la source. Pour les sources présentant une crête photoélectrique prononcée, le rapport des deux surfaces sous-tendues est généralement plus favorable que dans le cas du dénombrement total signalé ci-dessus et ce procédé de numération améliore sensiblement la précision des mesures.

On voit, de ce qui précède, que le spectromètre à scintillateur constitue un puissant moyen d'étude en physique nucléaire et un outil précieux pour les laboratoires où l'on utilise les radioisotopes, lorsqu'une radiation déterminée doit être enregistrée sélectivement parmi d'autres (voir paragaphe i). Du fait de la haute densité et des dimensions du milieu détecteur, leur domaine d'application s'étend à toutes les radiations corpusculaires susceptibles d'effectuer leur parcours complet dans le scintillateur, ainsi qu'aux rayonnements électromagnétiques engendrant au sein de celui-ci des corpuscules secondaires générateurs de scintillations (rayons bêta et rayons gamma ayant des énergies pouvant atteindre plusieurs MeV).

En ce sens, la sonde à scintillations est l'outil complémentaire du compteur proportionnel dont le domaine d'application est strictement limité aux radiations peu pénétrantes.

Il faut remarquer que la substitution d'un compteur proportionnel à une sonde à scintillations n'exige que de légères modifications des circuits électroniques ; il est donc possible d'équiper un spectromètre des deux types de compteurs de manière à étendre son domaine d'utilisation à l'étude de rayonnements de faibles énergies.

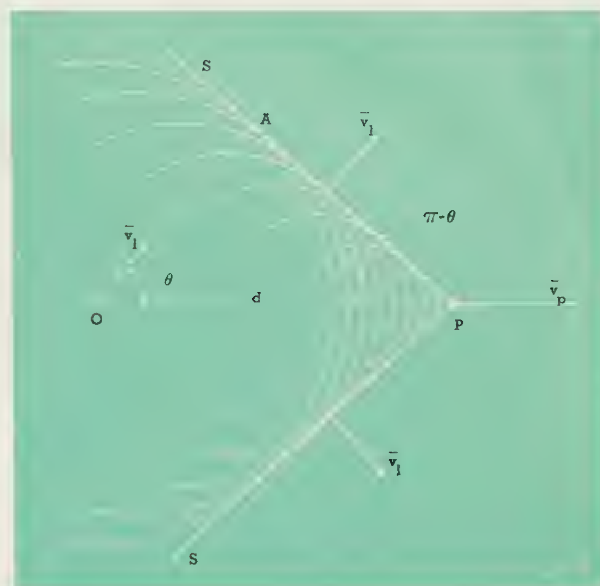
5° Le compteur de Čerenkov

Les compteurs de Čerenkov sont des détecteurs de particules chargées très rapides. De structure analogue à celle des compteurs à scintillateur, ils en diffèrent cependant par la nature du phénomène de luminescence mis en jeu, découvert par Čerenkov en 1934.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu transparent, solide liquide ou même gazeux, avec une vitesse v_p supérieure à celle de propagation de la lumière v_l dans ce milieu, elle engendre le long de sa trajectoire une onde de choc de nature électromagnétique, qui se propage avec elle.

La figure 46 illustre ce phénomène.

La particule P qui se déplace le long de la droite d avec la vitesse v_p, engendre des perturbations électromagnétiques le long de sa trajectoire et celles-ci se propagent, dans toutes les directions, sous forme d'ondelettes cohérentes sphériques si le milieu est isotrope, avec la vitesse v_l.



Radiation de Čerenkov

Fig. 46

A un instant quelconque au cours du déplacement, toutes les ondelettes émises antérieurement sont tangentes à une surface conique S, de symétrie de révolution, axée sur la trajectoire et dont le sommet coïncide avec la position de la particule. A ce même instant, toute l'énergie des perturbations se trouve concentrée sur la surface conique enveloppe des ondelettes et au cours du déplacement de la particule, tout se passe comme si celle-ci était accompagnée d'une surface d'onde conique se propageant avec elle, à la manière de l'onde de choc, qui accompagne un bateau rapide sur un plan d'eau.

Durant le temps t pendant lequel la particule se déplace de O en P, le long de sa trajectoire, la surface d'onde de l'ondelette engendrée en O, a atteint le point A et l'angle θ défini par les segments OA et OP est donné par la relation :

$$\cos.\ \theta = \frac{OA}{OP} = \frac{v_l t}{v_p t} = \frac{v_l}{v_p}$$

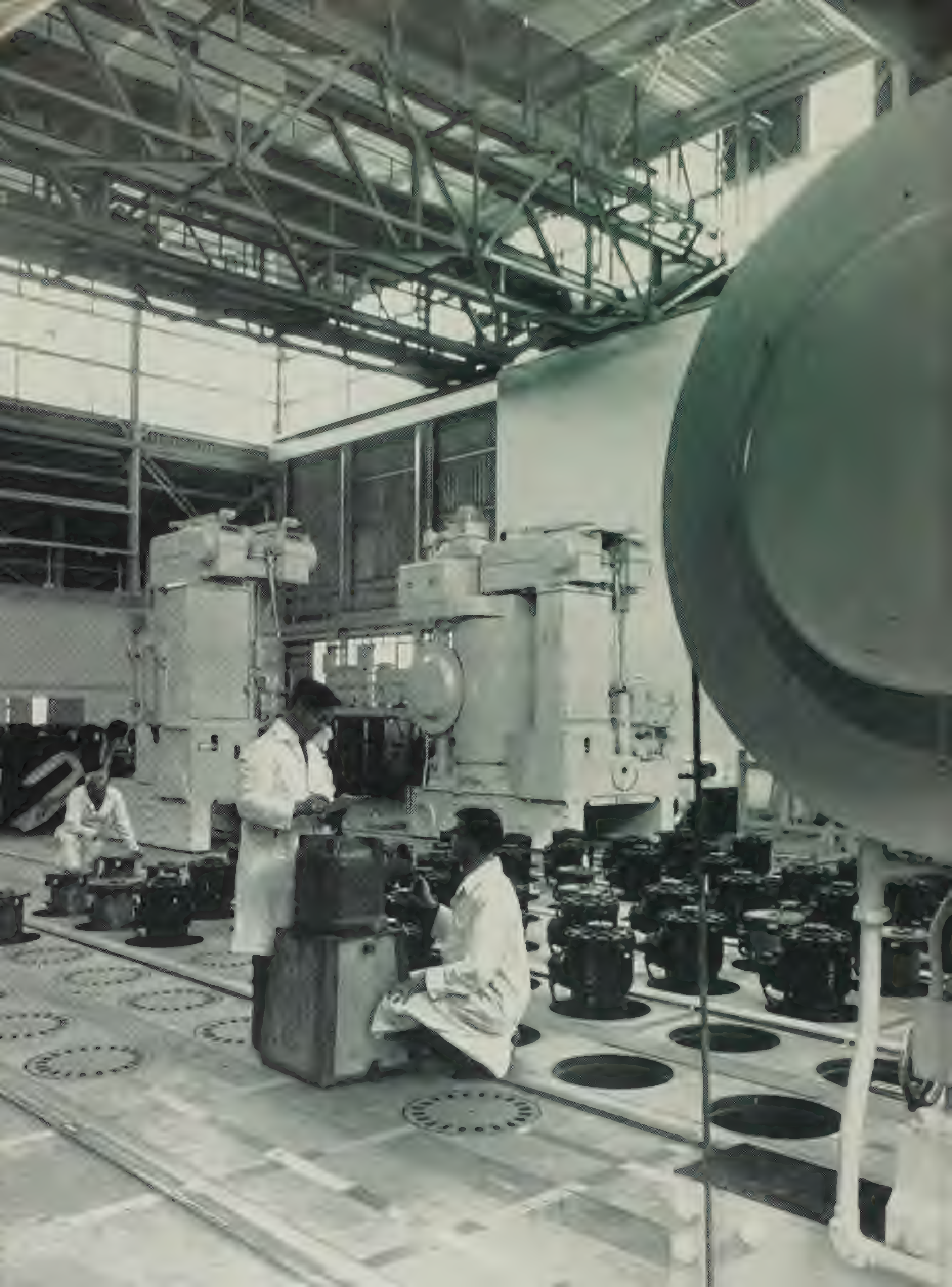
On a encore

$$v_l = \frac{c}{n}$$

et

$$\cos.\ \theta = \frac{c}{n\, v_p}$$

c étant la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu transparent.



L'angle d'ouverture de l'onde de choc conique est égal à $\pi - \theta$. Le phénomène ne peut être observé que pour des particules chargées se déplaçant avec une vitesse v_p supérieure à v_l, car il est immédiat que si la particule se déplace avec la même vitesse v_l que la lumière dans le milieu, on a $v_p = v_l$, $\cos\theta = 1$ et $\theta = 0$. L'angle d'ouverture du cône est alors égal à 90° ; l'onde de choc est une onde plane perpendiculaire à la trajectoire et ne transporte pratiquement aucune énergie car les ondelettes ne lui sont tangentes qu'en un seul point. Pour v_p inférieur à v_l, l'onde de choc n'existe pas.

La radiation de Čerenkov peut être observée dans le domaine du visible, pour des matériaux, tels que la lucite, transparents dans cette région du spectre. Pour des électrons de grande énergie cinétique, pour lesquels pratiquement $v_p = c$, on a $\cos\theta = \frac{1}{n}$, et, si $n = 1{,}5$ (cas pour la lucite), l'angle d'ouverture $\pi - \theta$ de l'onde de choc conique est égal à 41,8 degrés.

La lumière de Čerenkov peut être observée visuellement dans l'eau qui sert de modérateur dans les réacteurs nucléaires expérimentaux du type piscine.

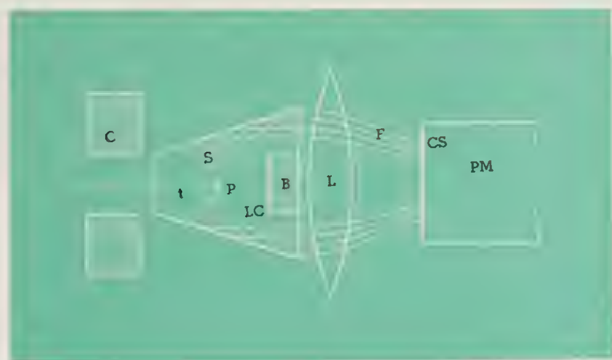


Schéma de principe du compteur de Čerenkov

LC : bloc de lucite
PM : cellule photomultiplicatrice
CS : couche sensible frontale
P : particule détectée
t : trajectoire de la particule
S : onde de choc
F : faisceau lumineux dû à l'effet Čerenkov
L : lentille de concentration
C : colimateur en plomb
B : blindage en plomb

Fig. 47

La figure 47 montre schématiquement comment l'effet Čerenkov peut être mis en œuvre pour la détection des particules rapides.

La particule à détecter traverse axialement un bloc de lucite, taillé de telle manière que, après réflexion totale sur sa surface latérale, la lumière de Čerenkov en sorte sous forme de faisceau de rayons parallèles. Une lentille concentre ce faisceau de lumière sur la photocathode d'un photomultiplicateur qui délivre une brève impulsion électrique susceptible d'être enregistrée.

La relation $\cos\theta = \frac{c}{nv_p}$ montre que, pour des particules dont la vitesse v_p n'est pas trop voisine de c, la mesure de l'angle θ permet le calcul de cette vitesse et, par conséquent, la détermination de l'énergie de ces particules. Le dispositif expérimental peut évidemment être conditionné pour rendre cette mesure possible.

6° Compteurs à semi-conducteurs

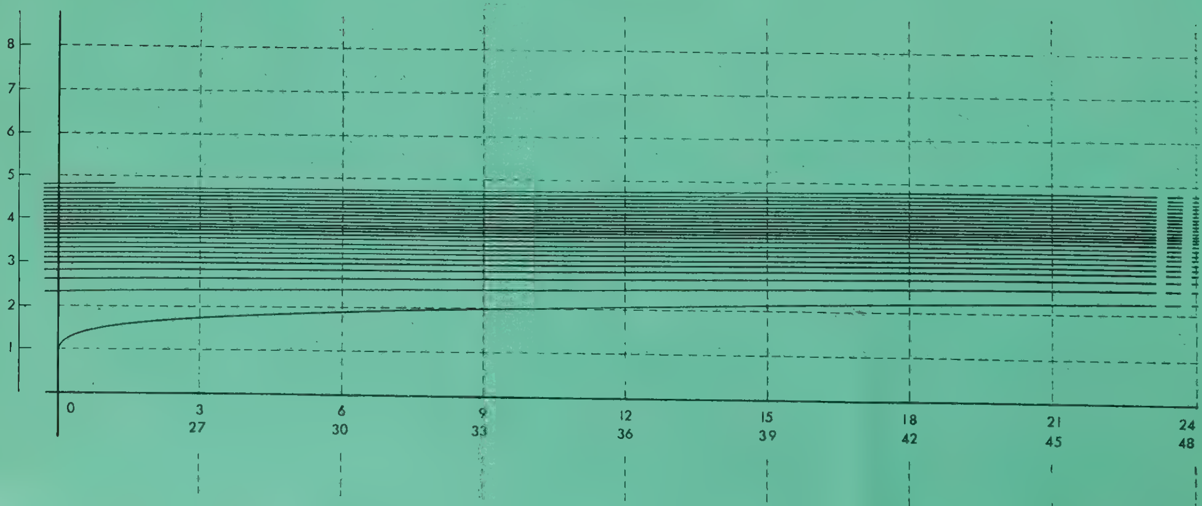
Ils sont basés sur le même principe que les dosimètres à semi-conducteurs, signalés dans la première partie du présent article. Chaque particule atteignant le cristal semi-conducteur crée un nombre de porteurs de charge proportionnel à son énergie et déclenche une brève impulsion de courant dans le circuit de mesure.

Comme il ne s'agit plus ici de mesurer le courant moyen dû à un flux élevé de particules mais, au contraire, à déceler les impulsions de courant dues à chaque particule considérée en particulier, la sensibilité de l'électronique associée au détecteur doit être beaucoup plus grande, et, de plus, cette électronique doit être conçue pour amplifier des impulsions brèves plutôt que des courants faibles.

Ici encore, ce sont des cristaux très purs de AgCl, AgBr, CdS, ZnS, Ge ainsi que de diamant qui conviennent pour la confection des détecteurs ; toutefois, signalons que certains de ces cristaux doivent être refroidis à la température de l'air liquide pour amener leur conductivité normale à un niveau suffisamment bas.

Les difficultés de réalisation font que ces compteurs, bien que basés sur un principe de fonctionnement très séduisant, ne sont pas encore entrés dans la pratique courante des mesures.

World's First Large-Scale Atomic Power Station :
Completion of Britain's Calder Hall
The charge-discharge deck of No. 1 reactor of the Calder Hall A atomic power station. Rear-left can be seen a lightly shielded charge machine and, rear centre, a heavily shielded discharge machine ; these devices are used to insert new fuel cartridges and remove highly radio active spent cartridges from the reactor.
(Camera Press (I/C) London)


8
7
6
5
4
3
2
1
0
3
27
6
30
9
33
12
36
15
39
18
42
21
45
24
48

R. GASPART,
Dr. Sc. Phys. U.L.B.
Chef de travaux à l'Université Libre de Bruxelles
Rédacteur en chef de la Revue M.B.L.E

déformations des solides réels soumis à des forces de traction

(2e partie)

le fluage

sommaire

Après avoir défini le fluage, l'auteur se référant à l'ouvrage de A. H. SULLY (**Metallic Creep and Creep Resistant Alloys,** Butterworths Scientific Publications, London, 1949) passe en revue les principaux travaux consacrés à ce phénomène ; il s'attache plus particulièrement aux considérations de E. N. DA ANDRADE. D'après ANDRADE, il existe deux types de fluage : le fluage passager et le fluage permanent ou quasi visqueux.

L'auteur rappelle la relation, proposée par ANDRADE, entre les divers paramètres susceptibles d'influencer le fluage, relation qui, dans une très large mesure, traduit les faits observés.

Il examine également les différentes opinions émises au sujet de la prédiction à long terme du comportement au fluage, à partir d'observations limitées aux étapes initiales du fluage.

A propos de la tension minimum sous laquelle le fluage commence à se manifester, de la force-limite de fluage et de la phase de fluage accéléré qui précède la rupture, l'auteur fait une revue critique des nombreux avis formulés par des ingénieurs et des physiciens.

Il donne enfin les résultats d'expériences qu'il a effectuées sur un matériau présentant des phénomènes importants de fluage, en vue d'apporter une contribution à la résolution du problème soulevé par la mesure du module de Young.

C.D.U. : 539.3
539.4

I. PRELIMINAIRES (*)

Depuis longtemps, on sait que certains corps mous, non métalliques, subissent une déformation lente et continue lorsqu'ils sont soumis à des forces constantes. Par ailleurs, les Anciens avaient déjà pu constater que certaines conduites métalliques ou des tuyaux non supportés s'affaissaient progressivement.

Ce sont là, sans doute, les observations primitives d'un phénomène particulier, le *fluage,* qui, depuis plusieurs années, a retenu l'attention d'un bon nombre de chercheurs intéressés tant par la technologie des matériaux que par l'aspect physique des propriétés des solides.

Il est évident, en effet, que les ingénieurs, préoccupés de concevoir ou d'utiliser des constructions ou des machines, désirent absolument éviter la rupture de certaines pièces délicates telles que, par exemple, les pales d'une turbine. De leur côté, les physiciens ont, à juste raison, vu dans le fluage une manifestation digne d'éveiller leur intérêt puisqu'il est apparu qu'elle est caractéristique de l'état solide et que, par conséquent, elle traduit l'existence de certains processus fondamentaux.

Mais, avant d'en arriver là, il a fallu que, comme toujours, les expériences permettent de dégager ce phénomène, de l'isoler en quelque sorte, de façon à le définir et à le mesurer.

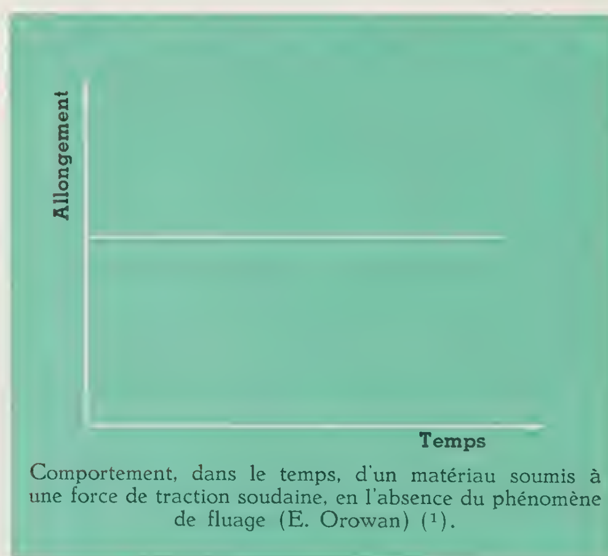
Voici d'abord dans quelles circonstances il apparaît

Si l'on soumet un corps à des forces croissantes, de manière à rendre négligeables les effets d'inertie, il est bien connu que la déformation du corps tend à suivre l'application des forces ; si à partir d'un certain moment, ces forces sont maintenues constantes, on peut observer que la déformation continue à évoluer lentement et très longtemps : on se trouve en présence du phénomène de fluage. On peut donc le définir succinctement comme étant la composante, variable dans le temps, de la déformation d'un corps soumis à des forces constantes.

Dans la terminologie anglo-saxonne, le fluage est désigné par « creep » qui littéralement signifie « rampage » ; peut-être ce terme conviendrait-il mieux car il s'agit presque toujours, en effet, de manifestations très lentes.

Il est clair que la courbe habituelle force-allongement est mal adaptée à la description du fluage, pour la simple raison qu'elle n'a de sens que si, dans les conditions statiques, l'allongement ne dépend que des forces appliquées ; ici, il dépend, en plus, du temps. E. Orowan (1) a admirablement défini cette situation et nous ne pouvons mieux faire que de le citer :

« Si cette courbe force-allongement traduisait exactement et complètement la loi des déformations plastiques, l'application soudaine d'une force de traction, par exemple, maintenue par la suite constante, provoquerait instantanément (in no time) l'allongement correspondant puisque le facteur temps n'intervient pas dans la construction de la courbe force-allongement ; la vitesse de déformation ne dépendrait que de l'inertie de la machine de traction et de celle de l'échantillon. Si ces inerties étaient négligeables, l'accroissement de l'allongement, au cours du temps, serait nul, comme l'indique la figure 1 ; après l'allongement instantané, aucune autre déformation ne se produirait.

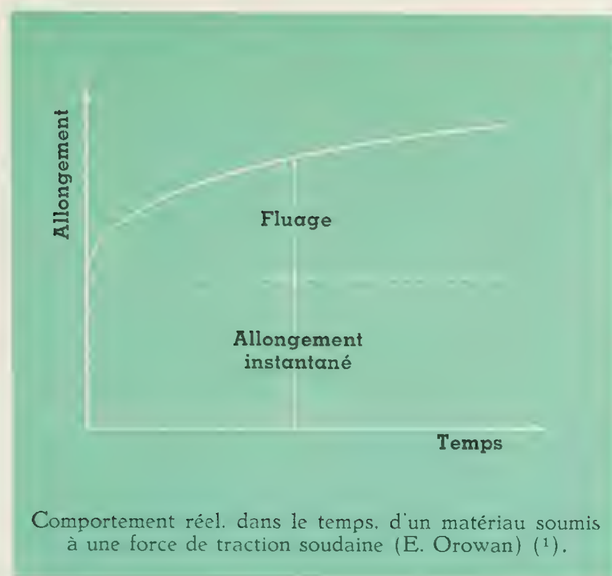


Comportement, dans le temps, d'un matériau soumis à une force de traction soudaine, en l'absence du phénomène de fluage (E. Orowan) (1).

Fig. 1

(*) Dans cette revue critique des principaux travaux consacrés au phénomène de fluage, nous nous sommes référés à l'ouvrage de A.H. Sully, *Metallic Creep and Creep Resistant Alloys,* Butterworths Scientific Publications, London (1949).

Par suite d'une omission involontaire, il n'a pas été signalé, dans notre première note (Revue M.B.L.E, II, 2, avril 1959) que la revue critique des travaux, antérieurs à 1940, relatifs à la courbe force-allongement (pp. 88-94) avait été empruntée, avec l'autorisation de l'auteur à une thèse de Th. Doehaerd, défendue à l'Université Libre de Bruxelles (1945).



Comportement réel. dans le temps. d'un matériau soumis à une force de traction soudaine (E. Orowan) ([1]).

Fig. 2

Tous ceux qui ont effectué de tels essais, savent que le comportement réel des métaux est différent ; l'application ou l'augmentation brusque d'une force de traction entraînent un allongement extrêmement rapide (pour autant que l'inertie du dispositif expérimental soit faible) ; celui-ci ne s'arrête cependant pas immédiatement mais se poursuit, comme le montre la figure 2, avec une vitesse qui décroît au cours du temps, à la manière d'un lent écoulement plastique que l'on appelle « rampage » (creep).

Lorsqu'on procède au relevé d'une telle courbe, on attend habituellement quelques minutes après l'application ou l'augmentation de la force, jusqu'à ce que la déformation se soit « stabilisée » à une valeur plus ou moins fixe, c'est-à-dire sans changement notable au cours des quelques heures ou jours qui suivent ».

Tout cela montre déjà qu'il y a une difficulté réelle à distinguer la partie de la déformation qui revient au fluage.

Cette difficulté n'avait pas échappé aux chercheurs qui, il y a quelques années, se sont intéressés, les premiers, à ce phénomène.

Les travaux qui ont suivi ont été consacrés à l'étude des lois du fluage et à la recherche de formules traduisant au mieux les faits observés.

Dans le présent article, nous nous sommes proposés de faire une brève synthèse de ces efforts.

Récemment, l'étude microscopique du phénomène, basée sur l'hypothèse des dislocations a permis d'en donner une interprétation plausible. Une note à venir y sera consacrée.

II. EVOLUTION DES CONNAISSANCES SUR LE PHENOMENE DE FLUAGE

L'étude scientifique du fluage ne débuta qu'en 1905 avec les travaux de F. Phillips ([2]) qui étudia le comportement de fils de caoutchouc, de verre et des fils métalliques. Comme conclusion de ses recherches, Phillips proposait une formule empirique, de forme logarithmique, donnant l'allongement, au cours du temps, des fils qu'il avait soumis à des forces de traction maintenues constantes.

La contribution la plus importante apportée à notre connaissance du phénomène de fluage fut celle de E.N. DA C. Andrade, d'abord en 1910 ([3]) puis en 1914 ([4]). Andrade, opérant également sur des fils métalliques, mit en évidence les propriétés caractéristiques du fluage, communes à toutes les substances qu'il étudia.

Ce n'est cependant qu'après les publications de P. Chevenard ([5]), en 1919, et de J.H.S. Dickenson ([6]), en 1922, que les ingénieurs commencèrent à s'intéresser sérieusement au fluage, considéré jusqu'alors comme un comportement particulier propre à certains métaux et à certains alliages. Avant ces travaux, on avait coutume, en effet, de prétendre que les métaux et les alliages durs, l'acier notamment, possèdent une « résistance à la rupture » bien définie : un échantillon, dépourvu de tout défaut, ne peut pas être brisé par une force inférieure à celle qui provoque habituellement sa rupture au cours d'essais de traction.

Or, Dickenson montrait, expérimentalement, que la rupture d'un echantillon de n'importe quel métal peut se produire, surtout à des températures élevées, pour une force de traction plus faible que la charge de rupture déterminée par un essai de traction rapide effectuée à la même température.

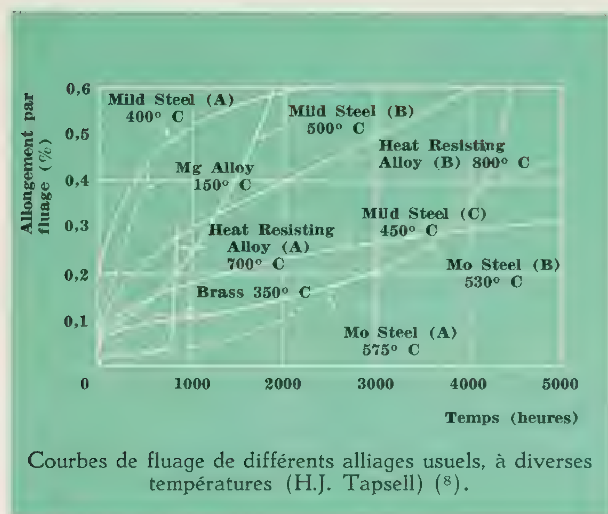
Aussi, vu l'emploi de plus en plus fréquent de métaux dans la construction de mécanismes fonctionnant à de hautes températures et de structures soumises à des forces considérables, la publication de ces résultats suscita, au cours des 25 années qui suivirent, un effort sans cesse accru dans l'étude du fluage tant sous l'angle technique que sous l'angle scientifique.

Les recherches scientifiques ont été principalement orientées vers l'établissement d'une relation générale entre la déformation par fluage, la force constante appliquée, le temps pendant lequel celle-ci s'exerce et la température à laquelle l'essai est conduit.

En 1928, P.G. Mc Vetty ([7]) montrait l'influence du fluage sur la courbe force-allongement d'un acier en soumettant ce dernier, à la température de 400° C, à des essais de traction de durées différentes ; l'ordonnance des courbes qu'il a obtenues, en fonction de la durée de l'expérience, tout en soulevant un problème (*) qui, à notre connaissance, n'a pas encore reçu une solution tout à fait satisfaisante, donnait déjà de sérieuses indications sur l'évolution du fluage dans le temps.

III. COURBE DE FLUAGE RESULTANT D'UN ESSAI A CHARGE CONSTANTE

La figure 3 [H.J. Tapsell ([8])] fournit des exemples de fluage subi, à diverses températures, par différents alliages usuels, au cours d'essais effectués en maintenant constante une certaine charge, toujours la même, appliquée à des échantillons identiques de ces alliages.



Courbes de fluage de différents alliages usuels, à diverses températures (H.J. Tapsell) ([8]).

Fig. 3

Ces courbes ne possèdent aucune caractéristique commune, mais cela s'explique quand on sait que certains alliages sont le siège de transformations métallurgiques initiées par la température à laquelle ces essais ont été effectués.

Il en est tout autrement des courbes de fluage de métaux purs ou d'alliages simples, résultant aussi d'essais à charge constante : elles présentent une même allure générale illustrée par la figure 4 (A.H. Sully ([1])) ; on remarque les phases suivantes :

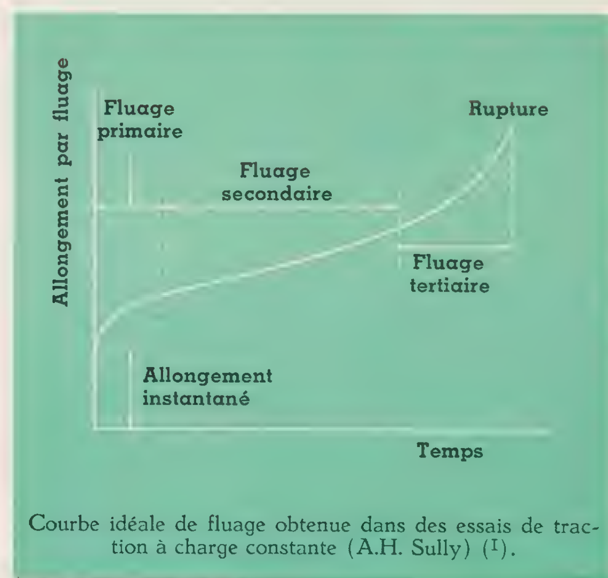
— un allongement initial instantané,

— un fluage à vitesse décroissante,

— un fluage à vitesse approximativement constante,

— un fluage à vitesse croissante, qui se termine par la rupture de l'échantillon.

Les dénominations technologiques des trois phases de fluage sont respectivement : fluage primaire (Primary Creep), fluage secondaire (Secondary Creep) et fluage tertiaire (Tertiary Creep).



Courbe idéale de fluage obtenue dans des essais de traction à charge constante (A.H. Sully) ([1]).

Fig. 4

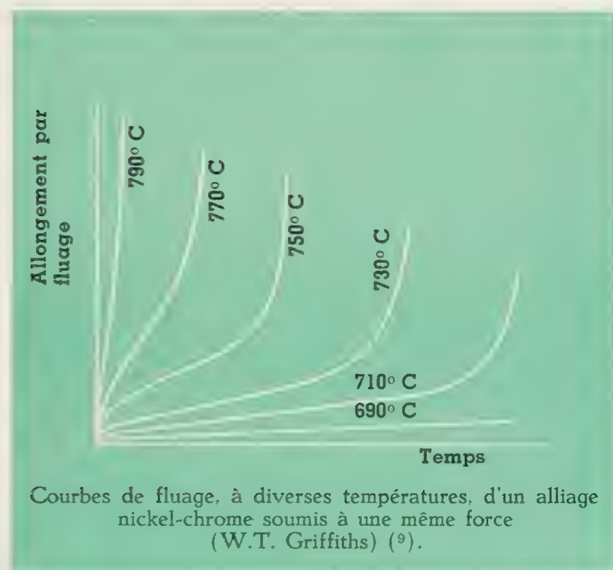
(*) voir à ce sujet (note I) : R. Gaspart — Déformations des solides réels soumis à des forces de traction (1re partie). La courbe force-allongement. Revue M.B.L.E, II, 2 (avril 1959), p. 94-97.

IV. INFLUENCE SUR LE FLUAGE DE LA FORCE APPLIQUEE ET DE LA TEMPERATURE

L'intensité de la force et la température sont des paramètres susceptibles d'influencer fortement le fluage, notamment en ce qui concerne, d'une part, la *vitesse de fluage* dans les phases primaire et secondaire et, d'autre part, l'*importance relative* de la phase secondaire.

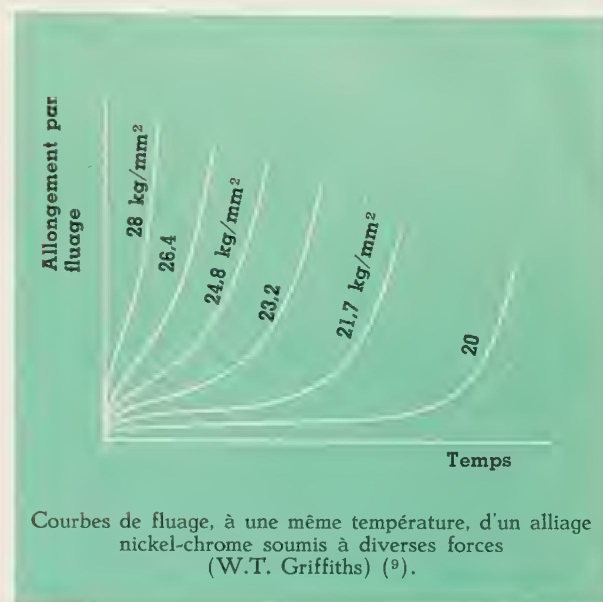
W.T. Griffiths (9) a observé ces effets sur un alliage nickel-chrome.

Aux basses températures, pour une même force appliquée (fig. 5) ou bien pour des charges fai-



Courbes de fluage, à diverses températures, d'un alliage nickel-chrome soumis à une même force (W.T. Griffiths) (9).

Fig. 5



Courbes de fluage, à une même température, d'un alliage nickel-chrome soumis à diverses forces (W.T. Griffiths) (9).

Fig. 6

bles à une même température (fig. 6), les courbes de fluage présentent une phase secondaire très longue.

Si la force croît ou si la température augmente, la phase secondaire se raccourcit.

Aux températures élevées ou pour de fortes charges, la courbe de fluage se réduit à une phase primaire suivie d'une phase tertiaire qui conduit à la rupture.

V. ANALYSE DE LA COURBE DE FLUAGE

Au cours des trente dernières années, de nombreuses institutions se sont intéressées au fluage ; la plupart de leurs travaux ont eu un caractère essentiellement technologique : ou bien l'on désirait disposer de renseignements sur le comportement des matériaux connus, en particulier les métaux, ou bien il s'agissait de trouver par voie empirique des alliages résistant bien au fluage.

Les recherches conduites dans le but d'établir les lois physiques du fluage sont relativement peu nombreuses. C'est ainsi qu'en 1956, A.A. Iliouchine (11) constatait : « Il n'existe par de théorie suffisamment satisfaisante du fluage, même pour des tensions initiales élastiques bien qu'il y ait un grand nombre de travaux publiés ».

V. 1. *Travaux de F. Trouton et A.O. Rankine.*

F. Trouton et A.O. Rankine (10) furent les premiers à observer que le fluage du plomb consiste en un allongement initial suivi d'une déformation qui se déroule à une vitesse décroissante jusqu'à ce qu'une vitesse finale soit atteinte ; celle-ci reste constante si l'allongement devient suffisamment faible pour que l'accroissement de la tension, dû à la diminution de section de l'échantillon, soit négligeable.

V. 2. *Travaux de F. Phillips.*

F. Phillips (2) fit, comme nous l'avons déjà dit, des mesures du fluage du caoutchouc, du verre et de plusieurs métaux ; il remarqua que la vitesse de fluage est toujours décroissante.

Il suggéra que l'allongement soit exprimé, en fonction de la durée de l'action de la force appliquée, par une relation de la forme :

$$l = a + b \log t$$

dans laquelle :

a et b sont des constantes,

l est la longueur de l'échantillon.

V. 3. *Travaux de E.N. da C. Andrade.*

C'est à E.N. da C. Andrade [3] [4] que revient le mérite d'avoir entrepris, le premier, des essais tout à fait systématiques sur le fluage, en faisant varier température, charge, nature de l'échantillon, d'avoir tenté de dégager les lois du phénomène et d'en rechercher une interprétation.

Jusqu'en 1947, le fluage était considéré par beaucoup de physiciens comme assimilable à l'écoulement de liquides extrêmement visqueux.

Cette façon de voir remonte assez loin dans le temps puisqu'en 1868, après des essais effectués sur l'acier, l'argent, le cuivre aussi bien que sur l'étain et le plomb, Tresca écrivait « les corps solides peuvent, sans changer d'état, s'écouler à la manière des liquides lorsqu'on exerce sur leur surface des pressions suffisamment fortes ».

Andrade fit observer que les lois de l'écoulement des fluides visqueux ne pouvaient pas s'appliquer, même qualitativement, au fluage des métaux.

La remarque essentielle concerne la relation entre force de frottement (tangentielle) et gradient de vitesse ; on sait que, dans les liquides newtoniens, le rapport entre force de frottement tangentielle et gradient de vitesse est constant et définit la viscosité du fluide ; dans les liquides complexes, de nature gélatineuse, ce rapport n'est pas constant mais, de toute façon, il existe entre ces grandeurs une relation indépendante du temps.

Au contraire, un métal soumis à un effort constant ne se déforme pas à vitesse constante, ce qui implique qu'il n'existe, entre force de frottement et gradient de vitesse, aucune relation univoque.

Traduite dans le langage de la Thermodynamique, cette constatation fera bien apparaître la différence essentielle entre liquide et solide : pour un liquide de nature chimique précise, les propriétés mécaniques sont uniquement fonctions de variables d'état telles que pression et température (*) ; pour un solide, ces propriétés mécaniques dépendent, en plus, de l'*histoire* de l'échantillon en question.

(*) Ici, on pourrait objecter que les considérations issues de la Thermodynamique ne sont pas applicables, puisque l'existence d'un gradient de vitesse implique que le corps n'est pas en équilibre thermodynamique. Toutefois, la lenteur même du fluage autorise à supposer qu'il y a toujours un état quasi parfait d'équilibre. De là vient que, dans le cas d'un liquide, on pourrait admettre que la relation entre tension tangentielle et gradient de vitesse traduit une propriété intrinsèque et invariable du fluide.

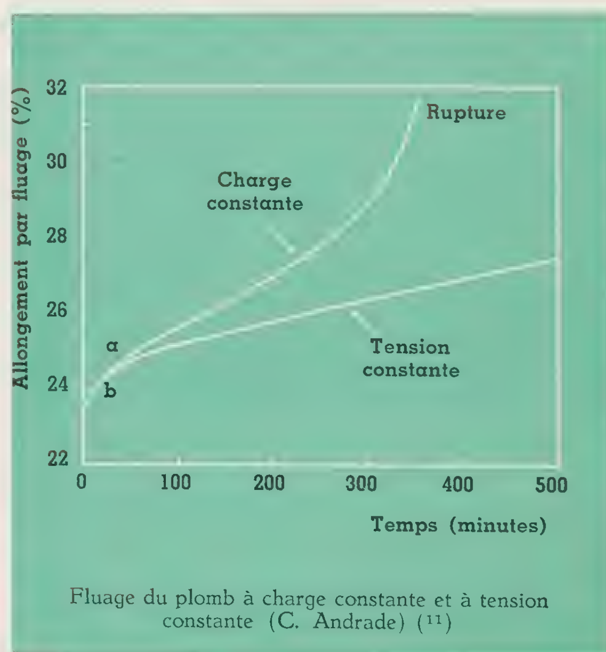
Il est donc impossible d'exprimer la déformation en fonction du temps et de l'effort à moins de préciser, d'une façon ou d'une autre, l'histoire de l'échantillon.

Il semble bien que ce soit la structure cristalline des métaux qui serait responsable de ces propriétés ainsi que le suggère l'observation suivante : le verre, quoique beaucoup plus rigide et fragile que le plomb, s'écoule à la façon d'un liquide car il est possible de lui attribuer un coefficient de viscosité, très élevé évidemment ; l'analogie va d'ailleurs plus loin : la variation de ce coefficient avec la température est semblable à celle des liquides ordinaires.

Les lois particulières du fluage d'un métal doivent donc dépendre de la structure et de l'état cristallin de l'échantillon essayé.

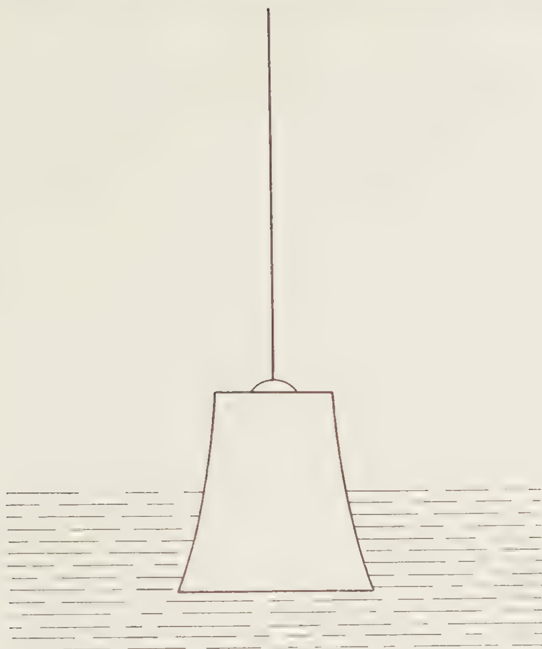
Dans le but de mieux dégager ces lois, Andrade remarqua qu'il fallait s'arranger pour que la tension soit constante ; dans toutes les expériences antérieures, l'échantillon était soumis à une charge constante ; aussi, lors du fluage, la diminution de section due à la striction entraînait une augmentation de la tension.

La figure 7 montre, à ce propos, la différence des comportements d'échantillons identiques de plomb soumis à une charge constante et à un effort constant : à charge constante le fil de plomb se brise après un allongement de 31 % alors qu'au bout du même temps (environ 400 minutes), le fil, étudié à tension constante, flue toujours à vitesse constante.



Fluage du plomb à charge constante et à tension constante (C. Andrade) [11]

Fig. 7

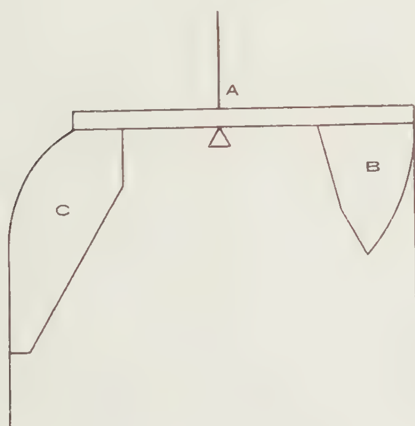


Principe du poids hyperbolique de Andrade ([11]) dont l'immersion progressive dans un fluide maintient la tension constante au cours de la déformation de l'échantillon.

Fig. 8

Andrade construisit plusieurs dispositifs au moyen desquels il était possible de maintenir la tension constante tout au long de l'essai.

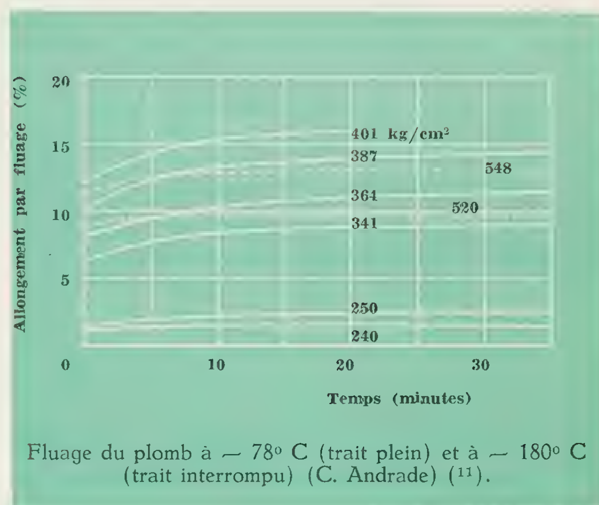
Dans l'un de ces dispositifs, la traction était exercée sur l'échantillon, un fil en l'occurrence, au moyen d'un poids de forme hyperbolique dont l'immersion progressive dans un liquide, de niveau constant, déterminait la constance de la tension (fig. 8) ; dans un autre dispositif, la traction était appliquée au moyen d'une bande métallique très flexible s'enroulant sur une came de forme spéciale, solidaire du fléau d'une balance (fig. 9).



Dispositif de Andrade et Chalmers ([11]), ([12]) permettant de maintenir la tension constante au cours de la déformation de l'échantillon.

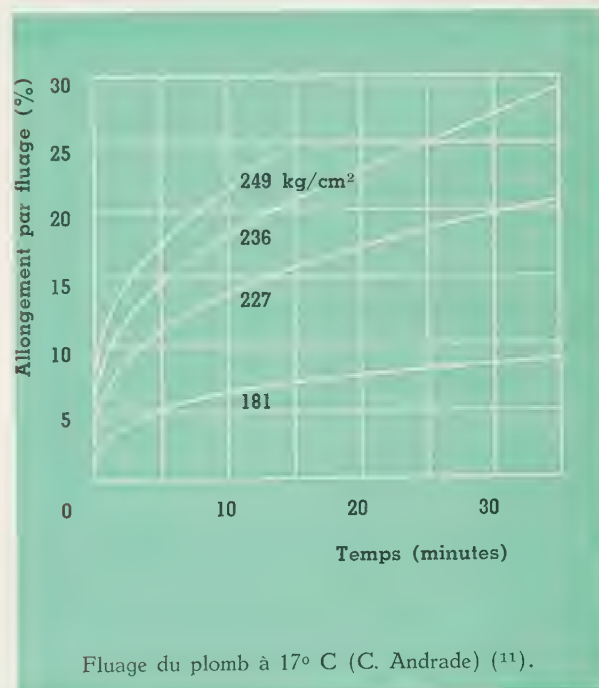
Fig. 9

Opérant ainsi à tension constante, Andrade remarqua d'abord que les courbes de fluage ne présentent plus de point d'inflexion, c'est-à-dire que la phase où se manifestait une accélération de l'allongement, a disparu.



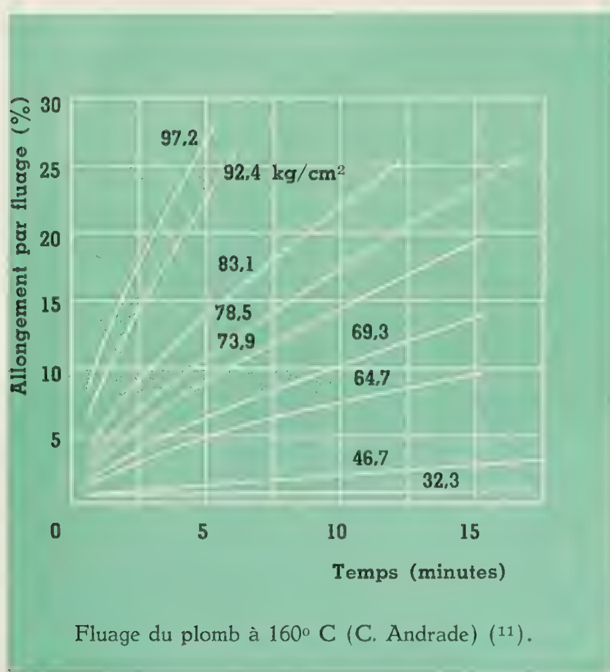
Fluage du plomb à — 78° C (trait plein) et à — 180° C (trait interrompu) (C. Andrade) ([11]).

Fig. 10



Fluage du plomb à 17° C (C. Andrade) ([11]).

Fig. 11



Fluage du plomb à 160° C (C. Andrade) [11].

Fig. 12

Ensuite, selon que le rapport entre la température de l'essai et la température de fusion du métal était très inférieure ou proche de l'unité, il observa deux types différents de comportement : dans le premier cas, la vitesse d'allongement diminue pour tendre vers zéro tandis que dans le second, s'il est vrai que cette vitesse diminue encore, elle tend vers une valeur finie, non nulle. C'est ce qu'illustrent les figures 10, 11 et 12 relatives au plomb.

Andrade trouva que les deux types de courbes peuvent être représentées analytiquement par l'équation :

$$l = l_0 \ (1 + \beta t^{1/3}) \ e^{kt} \qquad (1)$$

dans laquelle β et k sont des paramètres, fonctions de la température et de la tension ; quant à l_0, ce n'est pas exactement la longueur atteinte par l'éprouvette immédiatement après l'application de la charge car la formule (1) n'est pas susceptible de représenter analytiquement la phase initiale (quelques minutes) du processus ; en fait, l_0 doit être considéré plutôt comme un troisième paramètre des courbes, qui est à déterminer par tâtonnement de façon que la relation (1) traduise le mieux possible les résultats expérimentaux, après cette phase initiale.

D'après (1), on peut, avec plus ou moins d'à-propos, estimer que le fluage est la résultante de deux composantes :

— la première serait due à un écoulement qui se manifesterait si k est nul ; on aurait alors :

$$l = l_0 \ (1 + \beta t^{1/3}) \qquad (2)$$

La vitesse de fluage correspondante vaut :

$$\frac{dl}{dt} = \frac{1}{3} \ l_0 \ \beta t^{-2/3} \qquad (3)$$

Au cours du temps, cette vitesse tend vers zéro ; pour cette raison, la composante en question a été dénommée « *fluage passager ou transitoire* (transient creep) » ou encore « *fluage β* ».

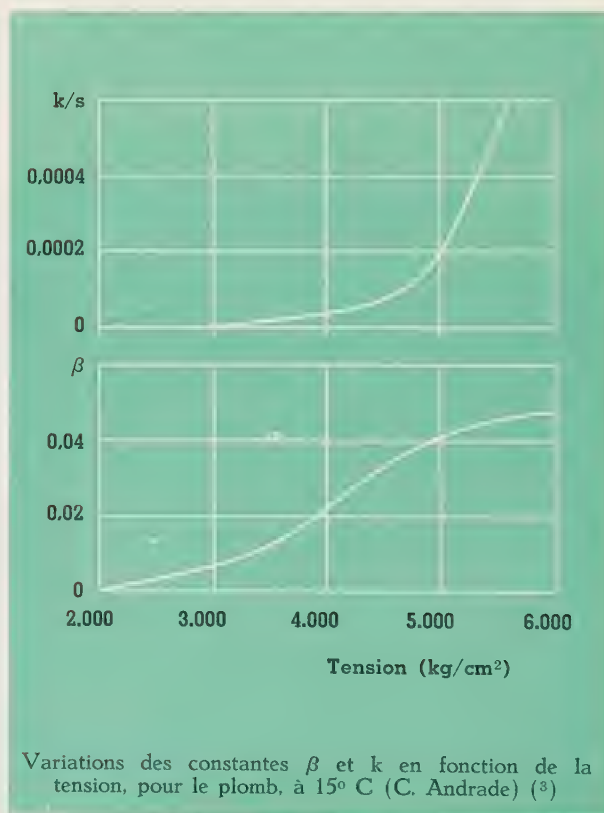
— la seconde composante apparaîtrait en supposant β nul ; dans ce cas :

$$l = l_0 \ e^{kt} \qquad (4)$$

d'où

$$\frac{1}{l} \frac{dl}{dt} = k \qquad (5)$$

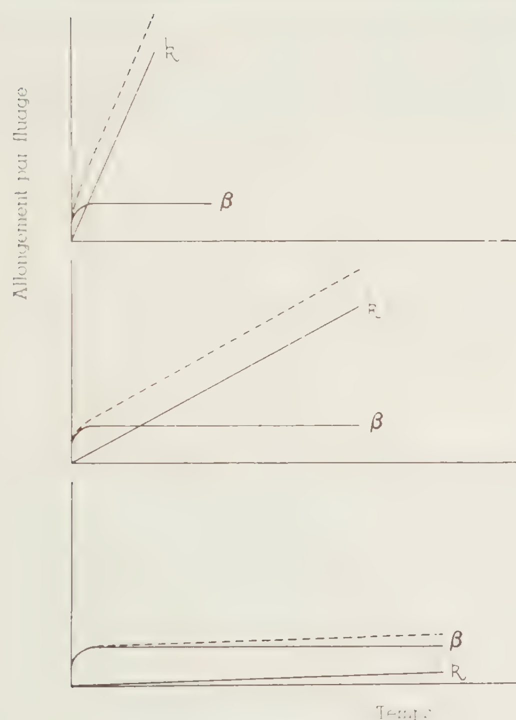
ce qui représente un écoulement à déformation constante. Dans les liquides newtoniens, l'ex-



Variations des constantes β et k en fonction de la tension, pour le plomb, à 15° C (C. Andrade) [3]

Fig. 13

pression $\frac{1}{l}\frac{dl}{dt}$ est proportionnelle à la tension ; ici, elle en est indépendante (fig. 13). Néanmoins, puisque la tension est constante dans les essais, Andrade a cru pouvoir assimiler cette composante à l'écoulement visqueux d'un fluide. Mais, pour marquer la différence fondamentale résidant dans le fait que $\frac{1}{l}\frac{dl}{dt}$ est indépendant de la tension, divers auteurs, dont E. Orowan, ont proposé de l'appeler « *fluage quasi-visqueux* (quasi-viscous creep) » ou « *fluage k* ».



Courbes de fluage (en traits interrompus) résultant de la combinaison de divers écoulements β (courbes β) et k (courbes k) (A.H. Sully) (1).

Fig. 14

En donnant à β et k des valeurs appropriées, on peut, par la combinaison des fluages β et k qu'elles définissent, retrouver toutes les formes qu'affectent les courbes de fluage relevées expérimentalement (fig. 14).

Bien que ces constantes β et k varient différemment l'une de l'autre, en fonction de la température et de la tension, une élévation de température a, sur chacune d'elles, le même effet qu'une augmentation de la tension ; c'est ce qui explique les observations de Griffiths (fig. 5 et 6) selon lesquelles des courbes de fluage obtenues, à une même température, pour diverses tensions appliquées, sont parfaitement identiques aux courbes qui résultent d'essais effectués à différentes températures, la tension exercée étant toujours la même.

C'est aussi Andrade qui, le premier, mit en évidence la similitude (au sens géométrique) des courbes de fluage d'un métal pur, obtenues à une température T, et de celles d'un autre métal pur (de point de fusion inférieur à celui du premier), réalisées à une température $T' < T$. Ainsi, les courbes de fluage du fer, à 444° C, sont semblables à celles du plomb correspondant aux mêmes forces mais à la température de 16° C.

Andrade a déduit les relations (1) et (2) d'essais de fluage courts.

Si l'on calcule, à l'aide de l'équation (2), le fluage passager (dépendant de la constante β) que l'on enregistrerait après un an, on trouve qu'il serait $\left(\frac{60 \times 24 \times 365}{5}\right)^{1/3} = 47$ fois plus important que celui observé après 5 minutes d'essai ; au bout de 2 ans, il aurait augmenté de 25 % de la déformation subie pendant la première année.

Pour Orowan (1), de tels fluages passagers sont fort peu probables si bien qu'il estime que les équations (1) et (2) ne sont que de bonnes approximations de ce qui se passe pendant un temps assez court, après l'application de la force.

Des expériences effectuées sur d'autres métaux, le fer, le cuivre, l'étain, le mercure à l'état solide, ont permis à Andrade de constater que ces métaux obéissent, en général, aux mêmes lois.

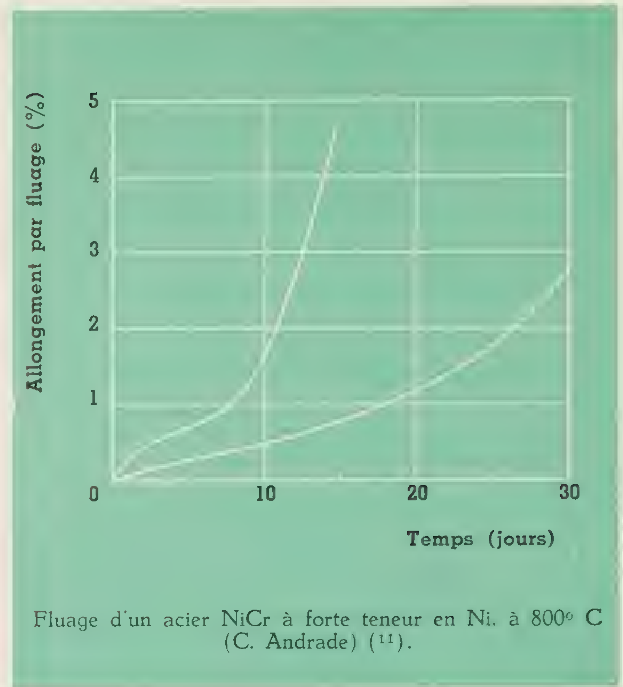
Il semble donc que les métaux purs présentent deux sortes de fluage distincts et successifs, l'un qui n'est que temporaire et l'autre qui se poursuit indéfiniment d'une manière parfaitement continue jusqu'à ce que le métal se brise. Cette supposition était confirmée par certaines observations d'Andrade : en effet, l'étude aux rayons X lui avait montré que, lors du fluage temporaire, il y avait réorientation des axes des cristallites ; rien de sem-

blable ne pouvait être constaté au cours du fluage permanent.

A notre connaissance, ces observations n'ont pas été reprises par d'autres auteurs ; il serait donc souhaitable que de nouvelles expériences viennent les confirmer.

Certains aciers présentent un comportement au fluage très particulier, ainsi que le montre la figure 15 ; sur celle-ci, on ne distingue à vrai dire qu'un type de fluage qui fait penser à la phase tertiaire (§ III, fig. 4), bien que la tension soit constante.

Andrade fit remarquer qu'il s'agissait, en l'occurrence, d'aciers qui, dans les conditions de température des essais, sont le siège soit de phénomènes de recristallisation soit de phénomènes de changement d'état allotropique. Après qu'ils ont été soumis au fluage, ces aciers ont une structure cristalline complètement altérée; pour ces aciers, le fluage n'est pas typique des métaux mais revêt plutôt un aspect exceptionnel.



Fluage d'un acier NiCr à forte teneur en Ni. à 800° C (C. Andrade) [11].

Fig. 15

VI. PREDICTION DU COMPORTEMENT AU FLUAGE

La connaissance de la relation entre le fluage des solides, des métaux et des alliages notamment, et les deux variables : tension et température, est d'une importance pratique incontestable.

Si l'on ne possède pas cette relation, il est, en effet, impossible de prévoir à partir d'essais de fluage effectués à certaines températures et pour quelques tensions, le comportement de ces mêmes matériaux placés dans d'autres conditions de température et de sollicitation mécanique.

Nous savons que le fluage total résulte de la superposition de deux types de fluage, définis par les constantes β et k qui, comme nous l'avons déjà dit, varient différemment l'une de l'autre en fonction de la tension appliquée et de la température à laquelle l'essai est effectué.

Si l'on fixe son attention sur la vitesse de fluage et non plus sur l'allongement total par fluage, la même complication intervient, du moins au début de l'essai car, si celui-ci est suffisamment prolongé pour que le fluage passager soit terminé (la constance de β étant atteinte), la vitesse mesurée est seulement celle du fluage quasi-visqueux.

Dans beaucoup d'applications pratiques, cependant, la déformation totale permise est dictée par certaines considérations d'ordre technique si bien qu'on doit considérer à la fois le fluage passager et le fluage quasi-visqueux.

La recherche de la relation entre le fluage et les deux variables : tension et température, est encore plus difficile si le fluage entre dans sa phase tertiaire précédant la rupture de l'échantillon.

VI. 1. *Relation empirique de Dushman, Dunbar et Huthsteiner.*

S. Dushman, L. W. Dunbar et H. Huthsteiner [13] ont montré que la vitesse de fluage u de matériaux polycristallins peut être obtenue, lorsque les forces appliquées sont assez grandes, par une équation de la forme :

$$\ln \left(\frac{u}{T}\right) = -\frac{a}{T} - b + \gamma\sigma \qquad (6,$$

où :

σ est la force appliquée,

T est la température absolue,

a et b sont des constantes,

γ est une fonction de la température uniquement.

A température constante, la vitesse de fluage peut donc s'exprimer, en fonction de la force, par:

$$u = C e^{\gamma\sigma} \qquad (7)$$

où

C est une constante,

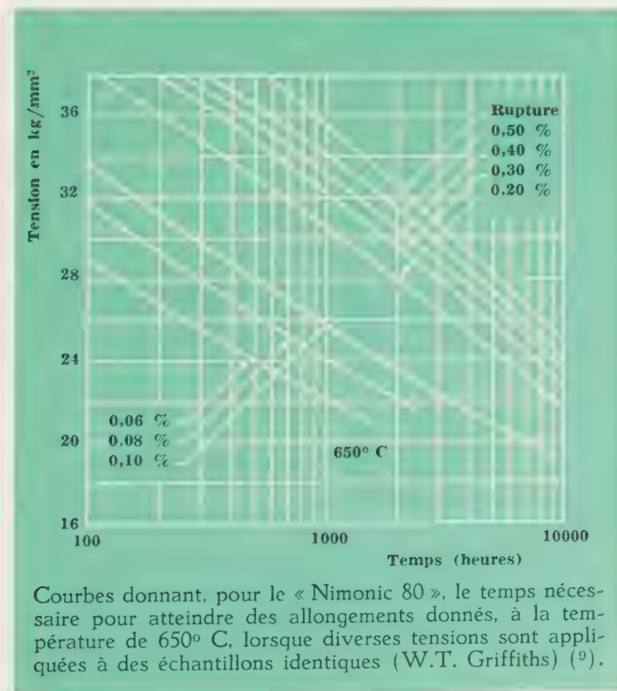
γ est aussi une constante puisque la température est constante.

Si l'essai est suffisamment long pour que le fluage passager se soit complètement déroulé, u peut être identifié à la constante k de Andrade.

A température constante, le logarithme de la vitesse de fluage est proportionnel à la force appliquée si cette vitesse est mesurée lorsque le fluage se trouve dans sa phase permanente ; cette propriété est à la base d'une méthode usuelle de prédiction du comportement au fluage, à partir des résultats d'essais.

En pratique, cependant, on ne considère pas la relation qui existe entre la force appliquée et le logarithme de la vitesse de fluage, mais plutôt celle qui s'établit entre la force et le logarithme du temps nécessaire pour obtenir un allongement préfixé.

Des exemples typiques sont donnés par Griffiths, à propos d'un alliage commercialement reconnu comme résistant au fluage, le « Nimonic 80 », à la figure 16 ; on y trouve des courbes donnant, pour diverses forces, le temps requis pour atteindre, à la



Courbes donnant, pour le « Nimonic 80 », le temps nécessaire pour atteindre des allongements donnés, à la température de 650° C, lorsque diverses tensions sont appliquées à des échantillons identiques (W.T. Griffiths) [9].

Fig. 16

température de 650° C, des allongements de 0,06 — 0,08 — 0,10 — 0,20 — 0,30 — 0,40 — 0,50 % de la longueur initiale ainsi que le temps nécessaire à l'obtention de la rupture, des échantillons ; ces courbes ont des allures presque rectilignes.

VI. 2. *Equation empirique de Mc Vetty.*

P.G. Mc Vetty [14] a suggéré une relation générale entre la vitesse de fluage (fluage à l'état stable) et la force, relation dans laquelle la vitesse de fluage varie comme le sinus hyperbolique de la force.

Puisque sinh x tend vers e^x quand x est grand, la relation exponentielle de Dushman et de ses collaborateurs peut être tirée, pour des forces importantes, de l'équation de Mc Vetty.

VI. 3. *Dangers d'extrapolation des renseignements fournis par des essais de fluage, de courte durée.*

On serait amené à conclure de ce qui précède que le fluage subi par un métal, au bout d'un temps très long, peut se déduire aisément d'essais réalisés pour différentes forces appliquées mais de durées *juste* suffisantes pour que la vitesse du fluage k puisse être déterminée dans chaque essai ; il suffirait d'extrapoler la courbe joignant les points expérimentaux obtenus jusqu'à des durées de fluage de l'ordre de plusieurs milliers d'heures.

Malheureusement, sauf pour certains métaux purs et pour quelques alliages d'une grande stabilité métallurgique, il est dangereux de mettre en œuvre cette méthode d'extrapolation pour des matériaux qui sont le siège de transformations métallurgiques. En effet, il peut alors arriver que ces transformations soient tellement lentes qu'elles n'aient pas le temps d'intervenir lors d'un essai de fluage relativement court, même si cet essai est conduit dans les conditions réelles de température et de sollicitation mécanique.

Si l'on veut connaître avec quelque certitude la résistance au fluage de tels matériaux, il faut, dans l'état actuel de notre connaissance du phénomène, procéder à un essai de fluage d'une durée au moins égale à celle pendant laquelle ces matériaux doivent être utilisés, c'est-à-dire une durée qui peut être de l'ordre de 10.000 et même 100.000 heures.

On réalise aisément, dans ces conditions, tout l'intérêt que présenterait la mise au point d'une méthode de prédiction sûre du comportement au fluage.

Des recherches effectuées dans ce sens ont conduit à proposer, dans le cas des aciers, neuf procédés différents. Le plus usuel consiste à baser la prédiction sur l'évolution de la *vitesse* de fluage entre deux époques fixées proches du début de l'essai, par exemple entre la troisième et la sixième heure ou entre la vingt-cinquième et la trente-cinquième heure. Johnson et Tapsell ([15]) ont appliqué ce procédé à huit échantillons identiques d'un acier au carbone et ont comparé les prévisions avec les résultats fournis directement par des essais poursuivis jusqu'au moment pour lequel les prévisions avaient été établies. Il est apparu que des informations précises ne peuvent être obtenues de cette manière.

Il est aisé de s'expliquer ces anomalies si l'on recourt aux notions de fluage β et k. Il est évident que c'est le fluage passager β qui est prépondérant durant la période initiale de l'essai, tandis que le fluage k quasi visqueux n'apporte éventuellement à la déformation une contribution importante que si l'essai est suffisamment prolongé. S'il existait une relation ou, au moins, une corrélation entre β et k, alors un essai court permettrait de tirer des conclusions valables pour des durées beaucoup plus longues.

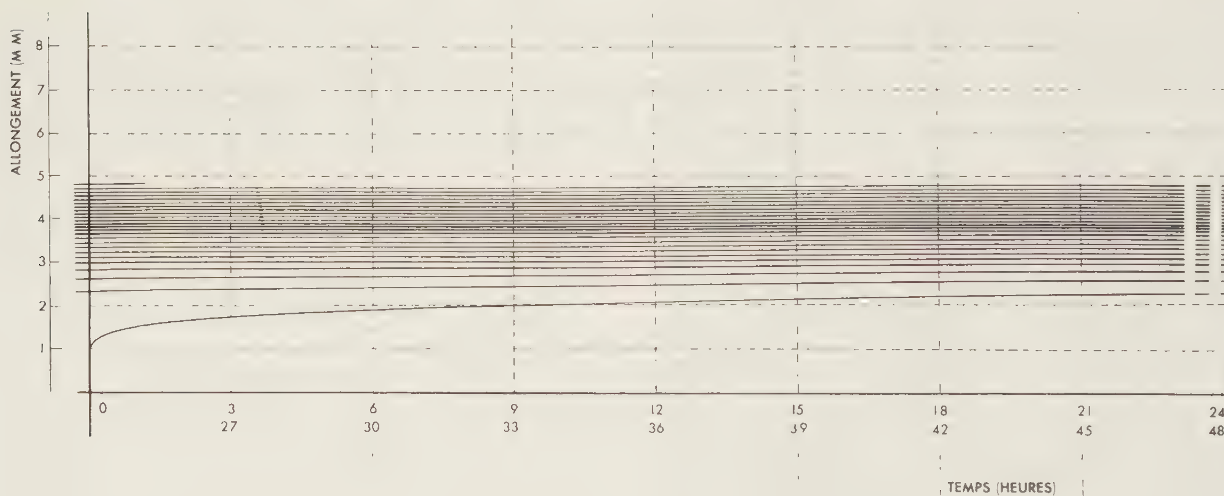
Mais il appert que les constantes β et k sont pratiquement indépendantes l'une de l'autre car des transformations métallurgiques mineures et difficilement contrôlables peuvent affecter l'une de ces constantes sans avoir d'effet sur l'autre. Il est donc probable que les fluages passager et quasi visqueux correspondent à des processus physiques différents.

Remarque. — Dans le cadre des recherches effectuées au laboratoire de physique atomique et moléculaire de l'Université Libre de Bruxelles, dirigé par M. le Professeur Balasse, nous nous sommes proposé d'établir la durée minimum d'un essai susceptible de permettre la prévision, avec certitude, du comportement au cours du fluage ultérieur.

Nos expériences ont porté sur quelques métaux purs, tels que le cuivre, l'argent, le platine, le fer, le tungstène, le nickel, le molybdène, l'aluminium, pour lesquels de nombreux essais, réalisés par d'autres expérimentateurs, avaient montré qu'une telle prédiction est possible.

Le photogramme de la figure 17 montre la courbe de fluage d'un fil de cuivre (matériau particulièrement sensible au fluage) de 30,0 mm de longueur et de 0,10 mm d'épaisseur, brusquement soumis à une charge de traction de 155 gr. (charge assurant une valeur notable à k). L'essai a été réalisé à la température de 20° C et sa durée totale a été de 576 heures ; la déformation a été enregistrée photographiquement d'une manière continue.

On observe bien une phase initiale, d'une durée de 9 heures, qui est incontestablement due au fluage β seul ; elle est suivie d'une phase qui, d'abord, pendant 230 heures, est caractérisée par l'apparition progressive du fluage k (c'est ce que



Photogramme résultant d'un essai de fluage effectué à la température de 20° C et où une charge de 155 gr a été brusquement appliquée à un fil de cuivre de 30,0 mm de longueur et de 0,10 mm d'épaisseur (durée de l'essai: environ 576 heures).

Fig. 17

traduit la variation continue de la pente de la courbe) et qui, ensuite, est la maniefstation exclusive du fluage k (la pente de la courbe devient constante).

A la lumière d'un tel résultat expérimental, il est évident que, seule, une prédiction, basée sur l'observation du comportement de l'échantillon entre la 240e et la 264e heure d'essai est certaine. Il faut donc, dans le cas du cuivre, que la durée minimum de l'essai soit de l'ordre de 260 heures, pour la tension considérée et à la température de 20° C. D'aucuns estimeront déjà bien longue pareille durée.

VII. FORCE-LIMITE DE FLUAGE

Les travaux relatifs au phénomène de fluage abondent en considérations sur la force-limite de fluage. Celle-ci a été diversement définie.

Une définition, donnée par Tapsell ([16]) et qui était toujours adoptée en 1947 par le Laboratoire National de Physique de Grande-Bretagne, présente la force-limite de fluage comme la charge maximum par unité de la section initiale de l'échantillon qui, maintenue pendant un « temps très long », ne provoque pas la rupture de cet échantillon.

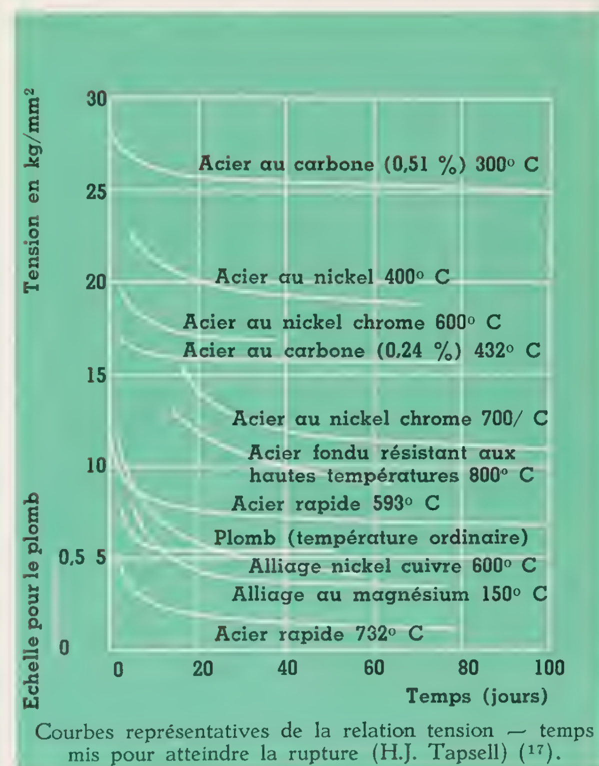
Selon cette définition, la force-limite de fluage ne peut pas consister en une force particulière bien fixée, car la notion de « temps très long » introduite par Tapsell peut être très différemment interprétée. Il est certain en effet que si un constructeur d'avions de combat estime ce « temps très long » en fonction de la durée d'utilisation de ces avions (quelques centaines d'heures de vol), il sera notablement plus court que celui qu'envisage le constructeur de turbines à vapeur dont la durée de fonctionnement est de plusieurs centaines de milliers d'heures. Aussi faut-il être, d'après Sully, extrêmement prudent, dans la comparaison des forces-limites de fluage annoncées par divers auteurs surtout lorsque le critère temps qu'ils ont adopté n'est pas suffisamment précisé.

Pour Sully, la signification d'une force-limite de fluage apparaît plus clairement si l'on se réfère aux notions de fluages β et k ; elle serait la force maximum qui, dans les conditions de température considérées, ne déclenche pas le fluage k.

On pourrait adopter le point de vue, très justifié d'après nous, selon lequel la force-limite de fluage ne peut être définie que graphiquement, à la suite d'essais donnant, pour chaque température à laquelle le matériau est habituellement utilisé, le temps t_r, nécessaire à la rupture, en fonction de la tension appliquée N. L'asymptote vers laquelle tend la courbe représentative de cette dépendance définirait alors la force-limite de fluage.

Mais, la relation $N—t_r$ est complexe; la figure 18 donne des courbes représentatives de cette relation que Tapsell ([17]) a obtenues pour quelques matériaux usuels, à différentes températures (*).

De nombreuses formules empiriques, logarithmiques, exponentielles et hyperboliques ont été proposées pour exprimer la relation entre la ten-



Courbes représentatives de la relation tension — temps mis pour atteindre la rupture (H.J. Tapsell) ([17]).

Fig. 18

(*) Signalons ici que ces courbes ont une allure générale qui rappelle assez fortement les courbes de rupture par fatigue, qui représentent le nombre de cycles d'une force périodique, nécessaires à la rupture, en fonction de l'amplitude de cette force. Certains auteurs ont supposé que cette similitude révélait une certaine parenté de processus physique. Nous n'approfondirons pas ici cette question.

sion N et le temps t_r mais aucune ne traduit de façon satisfaisante les résultats expérimentaux obtenus dans diverses conditions.

La relation entre la tension et la *déformation* du matériau à la rupture a suscité moins d'intérêt. La raison en est que l'élongation à la rupture dépend dans une trop large mesure de certains facteurs qui influencent cette rupture, tels que inclusions, défauts de surface,... On peut toutefois dire que, généralement, la déformation au moment de la rupture *diminue sensiblement avec la tension appliquée ;* c'est ainsi que pour certains alliages résistant au fluage, cette élongation, qui peut dépasser 25 % dans des essais courts, n'est que de 1 % et même moins dans des essais de longue durée où les tensions appliquées sont faibles.

Une étude générale de la relation entre la vitesse de fluage, le temps t_r, la tension N et la température a amené Tapsell à appeler limite de fluage la force qui engendre, après 40 jours (960 heures) de fluage, une vitesse de fluage définie par une déformation de 10^{-3} mm par m de longueur et par jour. Tapsell évite ainsi de recourir à un critère exigeant des essais de très longue durée.

Si l'on se base sur cette définition, on peut faire d'intéressantes observations sur la relation entre la limite de fluage (d'après Tapsell) et les caractéristiques tirées d'essais de traction.

A des températures relativement basses, cette limite de fluage est normalement beaucoup plus grande que la limite élastique. La figure 19, due à Tapsell, illustre cette affirmation ; elle montre, pour un acier dont la tension de rupture (déterminée par un essai de traction) est de 69,3 kg/mm², des courbes de fluage, à 300° C, pour diverses tensions inférieures et supérieures à la limite élastique.

Si on compare ces courbes de fluage à la courbe de référence représentant un fluage dont la vitesse est définie, après 40 jours, par un allongement de 10^{-3} mm par m et par jour, on remarque que c'est la courbe correspondant à une tension de 38 kg/mm² qui présente, dans sa phase k, la pente la plus voisine de celle de cette courbe de référence.

Selon la définition proposée par Tapsell, la limite de fluage de cet acier est donc 38 kg/mm², à 300° C ; elle est bien supérieure à la limite élastique qui, sur le diagramme de traction, se situe aux environs de 21 kg/mm².

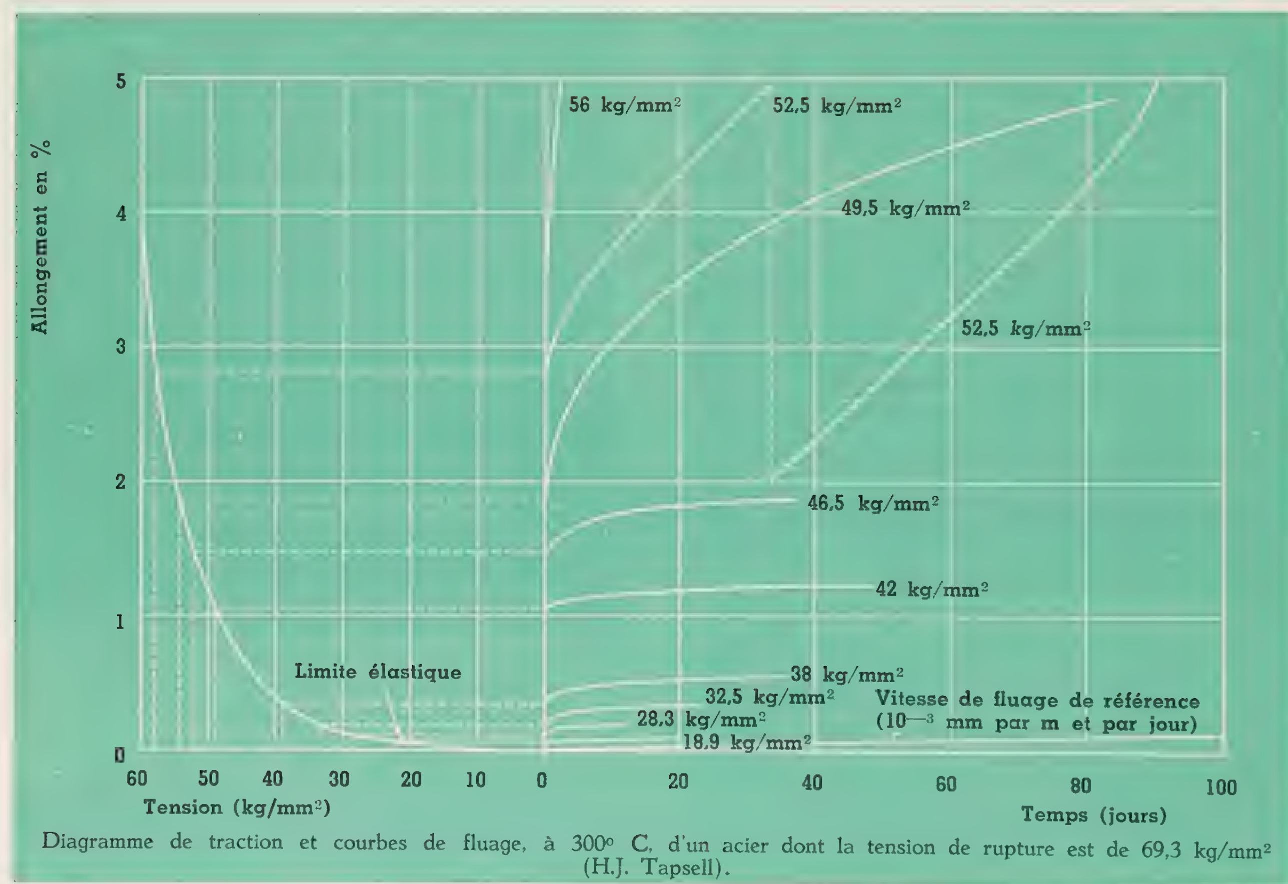


Diagramme de traction et courbes de fluage, à 300° C, d'un acier dont la tension de rupture est de 69,3 kg/mm² (H.J. Tapsell).

Fig. 19

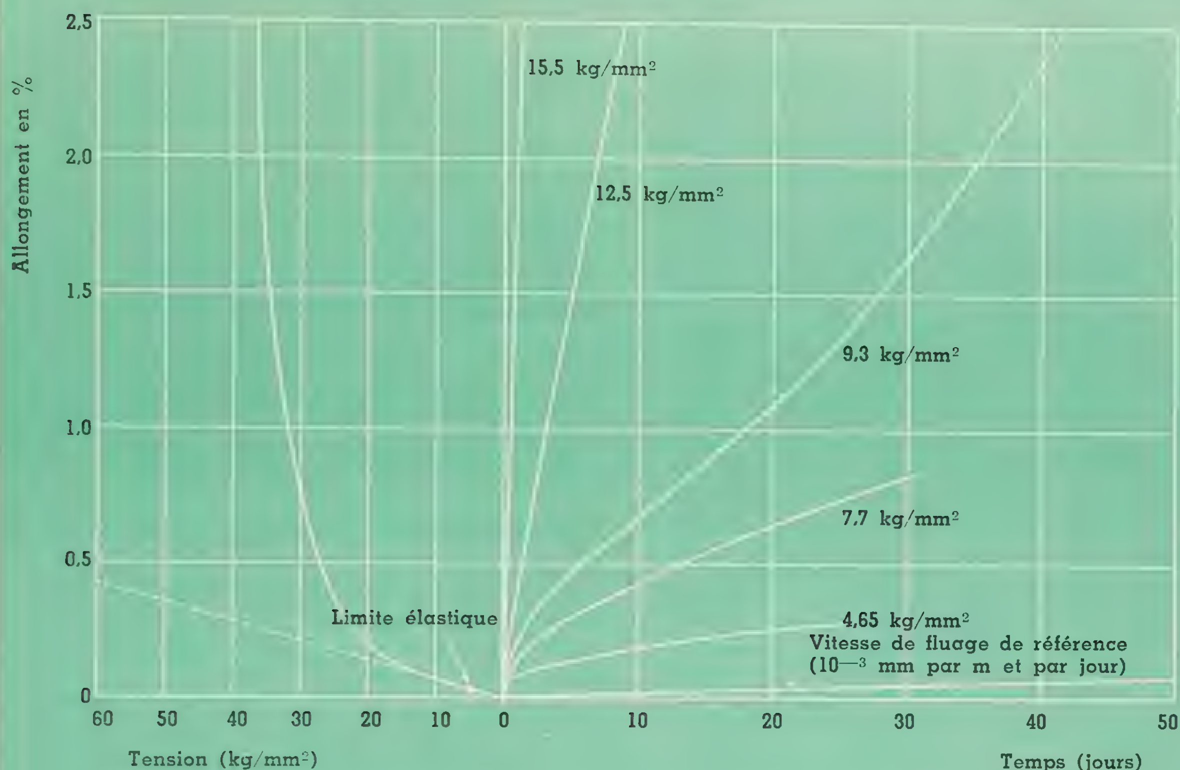


Diagramme de traction et courbes de fluage, à 500° C, d'un acier dont la tension de rupture est de 69,3 kg/mm² (H.J. Tapsell).

Fig. 20

A des températures plus élevées, il en est tout autrement. Ainsi, à 500° C (fig. 20), la limite élastique de ce même acier est voisine de 5 kg/mm² mais ici, sous cette tension, le fluage k se déroule déjà à une vitesse très supérieure à la vitesse de référence de Tapsell.

Pour la température de 500° C, il semble bien que toute tension, si faible soit-elle, provoque l'apparition du fluage k et, par conséquent, la rupture au bout d'un temps fini ; il ne peut donc plus être question de limite de fluage, aussi bien dans le sens où on la considère généralement que dans celui envisagé par Tapsell. Aux températures élevées, une comparaison entre la limite élastique et la limite de fluage n'a donc pas de sens. Ce point de vue est partagé par divers auteurs dont Sully (I), Clark et White (18).

Remarque. — Nous avons rappelé, dans la note I, l'opinion d'Orowan qui, s'appuyant sur ses expériences, estime qu'aucun fluage ne se produit, aux basses températures, tant que la tension appliquée est inférieure à la limite élastique (correspondant à la température considérée).

Ce point de vue n'est pas celui de Lévi et Pizetti qui admettent que le fluage peut très bien prendre naissance, à la température ordinaire, pour des tensions plus petites que la limite élastique.

D'après nos propres expériences, faites sur du cuivre, (voir fig. 14,a et 14,b de la note I, pp. 99 et 100), le fluage k ne se manifeste pas pour des tensions inférieures à la limite élastique, mais apparaît dès que celle-ci est dépassée. Aussi, sommes-nous tentés de conclure, avis d'ailleurs partagé par d'autres auteurs, que la tension minimum conduisant à la rupture par fluage pourrait coïncider avec la limite élastique.

VIII. PHASE TERTIAIRE DE FLUAGE ET RUPTURE

La phase de fluage accéléré qui précède la rupture d'un échantillon soumis à une charge constante reste le point le plus controversé dans l'explication du phénomène de fluage, au point de susciter de sérieux désaccords entre physiciens et ingénieurs.

Pour ces derniers, la connaissance de cette phase est d'un intérêt pratique considérable car elle leur permet de prédéterminer, pour une température donnée d'utilisation, l'importance et la durée tolérables d'un accroissement accidentel de tension auquel une structure ou un mécanisme peut résister sans risque de rupture. Un matériau se déformant notablement dans une phase tertiaire longue offre plus de garantie qu'un autre matériau qui, fluant cependant à la même vitesse que le premier, se déforme peu dans une phase, tertiaire courte ; en effet, une tension anormalement grande mais momentanée, qui provoquerait l'apparition de cette phase, aurait beaucoup plus de chance d'entraîner la rupture du second matériau que celle du premier. Aussi, la vitesse de fluage dans la phase quasi visqueuse et le temps au bout duquel débute la phase tertiaire constituent-ils les données technologiques les plus importantes parmi celles que fournit un essai de fluage.

Quant aux physiciens, ils se sont surtout préoccupés de trouver une interprétation valable pour cette phase tertiaire de fluage.

Nous avons déjà vu qu'Andrade ([19]) attribuait cette phase tertiaire à la diminution de section.

Cette explication est vraisemblable pour des matériaux fortement déformables, quoique encore discutable pour certains matériaux mous.

En pratique, les conditions de tension, de température et de temps d'action des forces appliquées, auxquelles on soumet les matériaux entrant dans les structures et les mécanismes, sont calculées de telle sorte que les déformations soient toujours très inférieures à 1 %. Cependant, quand des ruptures accidentelles se produisent, on constate généralement qu'une phase de fluage accéléré a précédé la rupture. Il est difficile d'admettre que ce soit, alors, une diminution de section qui ait occasionné l'accroissement de la vitesse de fluage.

Pour certains alliages, il peut être attribué, lorsqu'on opère à température élevée, à la formation, dans l'éprouvette, d'un goulot c'est-à-dire d'une importante réduction locale de section.

Selon des opinions souvent émises, l'augmentation de la vitesse de fluage dans la phase secondaire, quand elle ne s'explique ni par une variation de section de l'échantillon ni par l'apparition d'un goulot. pourrait être due à la formation de fissures ou de cavités localisées, ce qui est évidemment comparable à une diminution de section. Ces défauts internes, initialement inexistants ne se développeraient cependant pas sous le seul effet de la température mais plutôt sous les influences simultanées des trois facteurs : tension - temps - température ; ils constitueraient donc un des aspects naturels du phénomène de fluage. Dès lors, l'étude de la phase tertiaire de fluage, déjà si utile au point de vue pratique, mérite, de la part des physiciens, un intérêt tout aussi marqué que celui qu'ils ont manifesté vis-à-vis des phases primaire et secondaire.

IX. ESSAI DE DETERMINATION PRECISE DU MODULE D'YOUNG ([20])

Nous avons dit, dans la note I, à propos des expériences de Mc Vetty, que la détermination *précise* du module d'Young des métaux sujets à un fluage important, à partir d'essais de traction classiques, habituellement conduits par accroissements finis de charge, est quasi impossible.

En effet, le fluage β se manifestant déjà pour des tensions inférieures à la limite élastique, même à la température ordinaire, la valeur trouvée pour le module d'Young dépend de la durée de l'essai c'est-à-dire du temps qui sépare les accroissements successifs de charge, temps pendant lequel l'échantillon flue sous l'effet des diverses charges atteintes.

Nous avons pensé qu'en utilisant un mode de traction par force continûment croissante, les courbes force-allongement dépendraient moins sensiblement de la vitesse de charge qu'en recourant au procédé de charge par accroissements finis.

L'idée de départ qui a suggéré la recherche que nous avons entreprise fut que le processus d'application des forces devait, le plus possible, permettre au métal d'être à chaque instant dans un état d'équilibre : une telle condition tend à conférer aux transformations subies par le métal le caractère de réversibilité au sens de la Thermodynamique.

Nous avons effectué nos essais de traction sur des fils de cuivre, matériau qui donne lieu à des phénomènes importants de fluage.

Les fils de cuivre utilisés, extraits d'une même bobine, avaient un diamètre de 0,10 mm et une longueur de 200 mm.

Deux types d'expériences furent réalisées :

— des expériences, désignées par D, effectuées conformément au processus habituel c'est-à-dire au moyen d'accroissements finis de charge, apportés à intervalles de temps égaux. Les accroissements successifs de la charge étaient uniformément de 22,05 gr.

  Six genres d'essais furent pratiqués ; ils différaient l'un de l'autre par l'intervalle de temps qui séparait deux accroissements de charge successifs ; les intervalles choisis furent : 2,5, 5, 10, 15, 30 et 60 minutes.

— des expériences, désignées par C, conduites à l'aide d'une charge continûment croissante. Ce mode d'accroissement de la charge de traction fut obtenu par un écoulement contrôlé d'huile dans une nacelle suspendue au fil. Grâce à de multiples précautions expérimentales la charge croissait linéairement dans le temps.

  Les vitesses d'écoulement de l'huile furent choisies de manière que les temps nécessaires pour accroître la charge de traction de 22,05 gr soient successivement de 2,50, 4,20, 5,63, 26,97, 56,7, 60,0 minutes.

Tous les essais furent réalisés depuis une charge nulle jusqu'à une charge de 160 gr environ, explorant ainsi, pour l'état d'écrouissage du cuivre considéré, une phase de déformations apparemment parfaitement élastiques, suivie d'une phase pour laquelle intervenaient d'importants effets de plasticité.

Ces essais de traction ont montré que la reproductibilité des phénomènes laisse à désirer, aussi bien pour un type d'essai que pour l'autre : deux tronçons de fil successivement extraits de la même bobine peuvent donner lieu, toutes les conditions expérimentales étant cependant demeurées les mêmes, à des déformations qui, quantitativement, sont parfois sensiblement différentes. Cette même imprécision fut observée pour des fils de cuivre d'origines diverses. C'est pourquoi nous avons jugé nécessaire de reproduire chacune des expériences pour cinq tronçons de fil, au moins, de même origine.

Chacun des résultats consignés dans le tableau ci-dessous sont tirés d'une courbe moyenne, dressée à partir des cinq diagrammes obtenus pour des conditions de charge identiques. Ils se rapportent à la phase quasi parfaitement élastique mise en évidence et se réfèrent à l'intervalle de charge 22,05 gr, 66,15 gr. Ils expriment la valeur trouvée pour le module d'Young E en kg/mm² et mentionnent la valeur moyenne du module de l'écart ΔE par rapport à la valeur moyenne de E, calculée pour chaque genre d'essais.

Courbes C	*E en kg/mm²*	*ΔE en kg/mm²*	*Courbes D*	*E en kg/mm²*	*ΔE en kg/mm²*
$C_{2,50}$	94.10^2	16.10^2	$D_{2,50}$	124.10^2	26.10^2
$C_{4,20}$	92.10^2	15.10^2			
			$D_{5,0}$	109.10^2	13.10^2
$C_{5,63}$	88.10^2	10.10^2			
			D_{10}	106.10^2	21.10^2
			D_{15}	102.10^2	17.10^2
$C_{26,97}$	100.10^2	22.10^2			
			D_{30}	96.10^2	10.10^2
$C_{56,70}$	99.10^2	15.10^2			
C_{60}	101.10^2	9.10^2	D_{60}	82.10^2	12.10^2

Les résultats expérimentaux permettent les conclusions suivantes :

— Pour les expériences D, identiques aux expériences pratiquées par Mc Vetty sur un acier à la température de 400° C, il existe une ordonnance des courbes forces-allongements en fonction de la durée des essais. Cette ordonnance est imputable au fluage qui se manifeste après l'introduction de chaque accroissement fini de charge.

  Pour le cuivre, et dès la température ordinaire, elle se présente déjà, contrairement à l'opinion émise par Orowan, dans la phase où les allongements semblent proportionnels aux efforts de traction.

— Pour les expériences C, il se pourrait qu'une telle ordonnance existe, mais, par suite de circonstances fortuites intervenant au cours de la fabrication du fil, elle n'apparaît pas.

— Comparant les valeurs du module d'Young E données par les essais D à celles tirées des essais C, on remarque une dispersion de ces dernières de 13.10^2 (de 88.10^2 à 101.10^2) alors que pour les autres, cette dispersion atteint la valeur 42.10^2 (de 82.10^2 à 124.10^2).

On en déduit que pour un matériau, tel que le cuivre, présentant des effets importants de fluage, un module d'Young peut se définir avec une précision meilleure si on utilise un mode de traction par force continûment croissante.

Il semble donc que l'idée qui a suggéré ce mode de traction soit bonne.

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages :

(I) A.H. Sully — *Metallic Creep and creep resistant Alloys - Butterworths Scientific Publications - London* (1949).

(II) A.A. Iliouchine — *Plasticité - Déformations élastico-plastiques - Eyrolles* - Paris (1956).

Publications :

(1) E. Orowan — *The Greep of Metals - West of Scotland Iron and Steel Institute*, 54, (1947), p. 46.

(2) F. Phillips — Phil. Mag., 9, (1905), 513.

(3) E.N. da C. Andrade — Proc. roy. Soc. A, 84, (1910), 1.

(4) E.N. da C. Andrade — Proc. roy. Soc. A, 90, (1914), 329.

(5) P. Chevenard — C.R. Acad. Sci. Paris, 69 (1919), 712.

(6) J.H.S. Dickenson — J. Iron Steel Inst., 106, (1922), 103.

(7) P.G. Mc Vetty — Proc. Amer. Soc. Test. Mater., 28 (1928), 69.

[8]	H.J. Tapsell	De. Ingenieur, 30/2, (1946), 57.
[9]	W.T. Griffiths	Proc. roy. aero. Soc., 52, (1948), 1.
[10]	F. Trouton and A.O. Rankine	Phil. Mag., 8, (1904), 538.
[11]	E.N. da C. Andrade	Jour. Phys et le Rad, VIII, 11, (1947), 313-326.
[12]	E.N. da C. Andrade and B. Chalmers	Proc. roy. Soc., 138, (1932), 348.
[13]	S. Dushman, L.W. Dunbar and H. Huthsteiner	J. appl. Phys., 15, (1944), 108.
[14]	P.G. Mc Vetty	Trans. Amer. Soc. mech. Engrs, 65, (1943), 761.
[15]	A.E. Johnson and H.J. Tapsell	Proc. Instn mech. Engrs, Lond., 153, (1945), 169.
[16]	H.J. Tapsell	Proc. Instn mech. Engrs, Lond., 2 (1924).
[17]	H.J. Tapsell	The Creep of Metals, p. 116, Oxford (1931).
[18]	C.L. Clark and A.E. White	Proc. Amer. Soc. Test. Mater., 32, (1932), 492.
[19]	E.N. da Andrade	Phys. Soc., London, (1948).
[20]	G. Balasse et R. Gaspart	C.R. Acad. Sci. Paris, 245, 5, (1957) pp. 497-499.






J. DEWEVRE,
gradué In. Ra. Ci (A1)

W. HEMBISE,
ing. techn. A.I.T.Br.

le haut-parleur électrodynamique à diaphragme et sa charge acoustique

(3[e] partie)

étude d'une exploitation rationnelle

sommaire

Les auteurs montrent dans cette note qu'un transducteur, constitué d'un haut-parleur unique, de diamètre moyen, judicieusement placé dans un coffret clos de volume réduit, présente des performances acceptables dans toute la gamme des audiofréquences.

Un rendement satisfaisant dans le registre grave peut, en effet, être obtenu avec un tel dispositif par un choix convenable du facteur de qualité du transducteur et par la mise à profit des réflexions des ondes sonores sur les parois du local d'écoute.

Quant au rendement dans le registre aigu, divers moyens de l'améliorer sont indiqués (petit diaphragme, capuchon en cuivre, rayonnement diffus).

Une brève comparaison entre le système préconisé et d'autres systèmes termine l'étude.

C.D.U. : 621.395.623.7

VII. EQUILIBRE DE RENDEMENT

Dans notre première note (*), que nous désignerons dans la suite par note I, nous avons formulé, sur la base de la relation (52) (page 231) exprimant le rendement de référence $\eta_{ea,ref}$ de la conversion électro-acoustique (dans le registre médium), trois conditions pour l'optimisation de ce rendement.

Nous avons remarqué, à ce propos, qu'une de ces conditions (diminution de la masse unitaire) était incompatible avec l'obtention d'un équilibre de rendement dans toute l'étendue du spectre acoustique ; l'application de cette condition risque, en effet, de compromettre la réponse du haut-parleur dans le registre grave.

Or, dans notre étude des aspects subjectifs (note II) (**), nous avons insisté sur la nécessité de conserver, lors de l'audition d'une reproduction, l'impression physiologique particulière que créent les basses réelles (du moins à partir d'une limite inférieure d'environ 65 Hz) ; il importe donc de restituer celles-ci avec une intensité physique suffisante.

Aussi, envisagerons-nous ici les moyens propres à conserver le rendement électro-acoustique à l'extrémité grave du spectre sans le compromettre dans les registres médium et aigu ; en d'autres termes, nous allons analyser les conditions qui paraissent les meilleures pour l'établissement d'un équilibre de rendement physiologiquement satisfaisant dans tous les registres.

Comme nous l'avons vu dans la note II (pages 60 et 61), du côté des fréquences élevées, même si l'on s'écarte de la fréquence f_p, limite du fonctionnement en piston du haut-parleur, le rendement peut être maintenu, sinon sans difficulté du moins sans irrégularités, jusqu'à la fréquence de 6 kHz, extrémité de la zone de sensibilité maximum de l'oreille.

Afin de restituer intactes des informations de caractère transitoire, divers procédés, appliqués au haut-parleur lui-même, permettent, pour des fréquences supérieures à 6 kHz, de maintenir la réponse à un niveau justement équilibré par rapport au médium, du moins dans l'axe du haut-parleur. En dehors de cet axe, la répartition spatiale peut être améliorée par la recherche d'un emplacement du haut-parleur mettant à profit les réflexions du local d'écoute, qui ouvrent le faisceau étroit des fréquences élevées.

Ainsi, à l'heure actuelle, la restitution des aiguës n'est plus nécessairement limitée par la réponse du haut-parleur mais plutôt par la qualité insuffisante des supports de modulation (radiodiffusion, télévision, disque, ruban magnétique), de sorte que, pour bénéficier pleinement des possibilités offertes par le transducteur électro-acoustique, on est conduit à prévoir des circuits correcteurs dans les amplificateurs.

VIII. AMELIORATION DE LA REPONSE DANS LE REGISTRE GRAVE

Du côté des basses fréquences, l'obtention d'un rendement bien équilibré exige l'installation du haut-parleur dans une enceinte revêtant l'une ou l'autre des différentes formes proposées à ce jour.

Pour des raisons diverses, les recherches s'orientent actuellement vers l'élaboration d'enceintes aussi petites que possible. A ce point de vue, nous proposons une solution qui, tout en satisfaisant raisonnablement aux besoins audiologiques réels, n'exige pas, pour le dimensionnement et la mise au point de l'enceinte, des moyens techniques trop spécialisés ; cette solution consiste à réaliser l'enceinte sous forme d'un coffret clos, de très faible volume, contenant un haut-parleur de diamètre moyen et couvrant, seul, toute la gamme des audiofréquences.

Sans condamner d'autres modes plus complexes de couplage avec l'air (enceinte à évent, par exemple), nous montrerons que, malgré son extrême simplicité, le reproducteur que nous préconisons

(*) J. Dewevre et W. Hembise — *Le haut-parleur électrodynamique à diaphragme et sa charge acoustique — Etude physique* — Revue M.B.L.E, II, 3 (1959) (§ II. 5).

(**) J. Dewevre et W. Hembise — *Le haut-parleur électrodynamique à diaphragme et sa charge acoustique — Etude des aspects subjectifs* — Revue M.B.L.E, III, 1 (1960) (§ III. 2).

présente des performances parfaitement acceptables. Nous verrons ainsi qu'un haut-parleur unique peut assurer une reproduction subjectivement correcte de tout le spectre acoustique. Nous fixerons à — 6 dB l'atténuation admissible de l'intensité acoustique par rapport à celle correspondant à 400 Hz.

En ce qui concerne les puissances électriques mises en jeu, signalons que, pour un local de dimensions modestes, moyennement absorbant, un amplificateur d'une dizaine de watts suffit pour l'attaque d'un haut-parleur monté en enceinte pseudo-infinie.

VIII. 1. *Technique de la charge pseudo-infinie.*

Rappelons tout d'abord que le rôle principal dévolu à une enceinte associée à un haut-parleur est d'empêcher, aux fréquences basses, la formation d'un court-circuit acoustique entre les deux faces du diaphragme, tout comme le ferait un écran infini théorique.

Rappelons également (note I, § II. 6) que l'emploi d'une enceinte close, de dimensions réduites, permet d'obtenir une certaine réduction des distorsions harmonique et d'intermodulation, au prix, toutefois, d'une élévation de la fréquence de résonance qui passe de f_o à :

$$f'_o = f_o \sqrt{\frac{C_m + C'_m}{C'_m}} \; (*) \qquad (57)$$

où :

f_o est la fréquence de résonance mécanique du haut-parleur fonctionnant à l'air libre ; cette fréquence f_o est de 50 Hz pour le haut-parleur « 9710 M » ;

C_m est la souplesse des suspensions du diaphragme ; elle vaut, pour le « 9710 M », 13.10^{-4} m/N (après une période de vieillissement relativement courte, la fréquence f_o s'abaisse aux environs de 40 Hz) ;

C'_m est la souplesse caractérisant le volume d'air enfermé à l'arrière du diaphragme ; en vertu de la formule (62) note I, page 233), C'_m est donné approximativement, en fonction du volume total v_o de l'enceinte, par l'expression :

$$C'_m = \frac{v_o}{\gamma \, p_o \, S^2} \qquad (62)$$

dans laquelle :

γ est le rapport $\frac{c_p}{c_v}$ des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants et vaut 1,4 pour l'air ;

p_o est la pression de l'air ambiant ; habituellement p_o vaut : 10^5 N/m² ;

S est l'aire effective du diaphragne du haut-parleur ; pour le « 9710 M » cette surface S est de 0,025 m² ($S^2 = 625.10^{-6}$ m⁴).

Nous adopterons, pour la fréquence de résonance f'_o de l'ensemble haut-parleur — enceinte, la valeur de 65 Hz ; dans ces conditions, il faut prévoir, pour le « 9710 M », selon les relations que nous venons de rappeler, un coffret clos d'un volume de 70 dm³, la souplesse C'_m étant alors de 8.10^{-4} m/N.

Il est encore possible de réduire ce volume en recourant au processus thermodynamique suivant.

Si on remplit l'enceinte d'un matériau absorbant très poreux, tels que le kapok, la laine minérale, l'ouate de verre, la fibre de bois, disposé d'une manière lâche, les compressions et détentes successives de l'air interne tendent à devenir isothermes. Il en résulte que, dans la formule (62), il faut remplacer γ par l'unité. Le volume nécessaire à donner au coffret, pour obtenir pour f'_o la même valeur de 65 Hz, n'est plus alors que de 50 dm³. Ainsi, contrairement à une opinion généralement admise, l'introduction de matériaux poreux dans une enceinte en augmente le « volume apparent ».

Le volume du coffret étant fixé, il s'agit de déterminer l'amortissement du système mobile, c'est-à-dire le facteur de qualité Q du transducteur, afin d'obtenir une courbe de réponse optimum du haut-parleur dans le registre grave. On constate que, pour atteindre ce résultat, il faut rendre le système pratiquement apériodique. Nous verrons, en VIII. 2, les divers moyens que l'on peut mettre en œuvre pour donner à l'amortissement la valeur nécessaire.

En résumé, l'emploi d'un coffret pseudo-infini, avec lequel le haut-parleur forme un ensemble apériodique, présente les avantages suivants :

— Possibilité d'obtenir une courbe de réponse optimum pour le haut-parleur, grâce à un choix approprié du facteur de qualité Q du transducteur.

— Réduction de l'encombrement et du coût de l'enceinte par suite de son faible volume ; pos-

(*) En toute rigueur, cette formule devrait comporter un facteur qui tiendrait compte de la différence des valeurs à attribuer à M_m [formule (13), note I] suivant que le diaphragme rayonne par une face (coffret) ou par ses deux faces (air libre).

sibilités plus larges de conférer une présentation esthétique au coffret.

De plus, le choix de l'emplacement du reproducteur, le plus favorable à la formation d'images virtuelles du diaphragme, soit près d'un mur soit dans une encoignure, est grandement facilité lorsque l'enceinte est de dimensions réduites.

Nous avons vu, en effet, dans la note II, que, pour compenser la perte de rendement qui résulte de l'amortissement du système mobile, prévu pour des fréquences voisines de f_0 [voir courbe en trait interrompu de la figure 8 de la note II (page 56)], on renforce le rayonnement du diaphragme par la création d'images virtuelles. Nous dirons, en VIII. 4, comment s'opère ce renforcement.

— Suppression du danger de vibrations des parois du coffret, celles-ci étant de faibles dimensions ; de semblables vibrations sont responsables de rayonnements acoustiques parasites dont l'effet auditif est particulièrement désagréable.

— Elimination, grâce au revêtement absorbant dont on tapisse intérieurement le coffret, de tout risque de coloration artificielle de l'audition dans le registre médium, résultant de l'établissement d'ondes stationnaires.

— Stabilité dans le temps du comportement du haut-parleur, en raison de l'absence de tout résonateur acoustique et, par conséquent, de toute nécessité de respecter un accord critique entre les fréquences de résonance du diaphragme du haut-parleur et du résonateur acoustique. L'affaissement du diaphragme, dû à l'assouplissement de ses suspensions, n'entraîne aucun risque de désaccord du système. De plus, il est certain que le comportement, dans le registre grave, d'un reproducteur à charge pseudo-infine et apériodique s'améliore progressivement car sa fréquence de résonance s'abaisse à mesure qu'il vieillit.

Par ailleurs, il semble illogique, selon nous, de concevoir, comme c'est la tendance habituelle, une enceinte dans le seul but d'aider, par un relevé additionnel du grave, à compenser la déficience physiologique de l'oreille aux faibles niveaux d'écoute qui, d'après l'allure des courbes de Fletcher-Munson et Robinson-Dadson, sont les plus courants. A notre avis, ce rôle doit plutôt être réservé aux correcteurs de timbres prévus dans les amplificateurs.

En ce qui concerne la courbe d'impédance électrique, dans le registre grave, du haut-parleur associé à une enceinte pseudo-infinie dans laquelle a été introduit le matériau poreux choisi (courbe analogue à la courbe 1 de la figure 12 de la note II, page 64), on s'aperçoit qu'à la fréquence de résonance f'_0, il n'y a quasi pas d'augmentation brusque de l'impédance cinétique Z_{em} et, qu'en dehors de cette fréquence f'_0, la courbe ne présente aucun accident notable dû à un mode parasite de vibration interne. Eventuellement, une rectification peut être obtenue par accroissement de la quantité de matériau absorbant à l'intérieur de l'enceinte.

On pourrait objecter que la mise en œuvre de ce procédé est préjudiciable au rendement électro-acoustique du système. Mais, la perte de rendement, par augmentation de la composante résistive de la charge, ne s'élève qu'à 1 ou 2 dB. Par ailleurs, le rendement n'est guère critique à la fréquence de 400 Hz (correspondant à l'impédance nominale) qui se situe dans le domaine des fréquences où les puissancès orchestrales sont les plus élevées. Quant à sa valeur dans la zone de sensibilité maximum de l'oreille (2 à 5 kHz), elle ne dépend que des modes complexes de vibrations du diaphragme, indépendants de la charge acoustique de celui-ci. Dans le registre grave, l'effet de l'absorbant décroît à mesure que la fréquence s'abaisse.

La forme à donner à une enceinte pseudo-infinie, de volume donné, n'est pas quelconque.

Si une des dimensions est grande vis-à-vis des deux autres (par exemple : 1 m × 0,25 m × 0,25 m), les modes de vibration de la colonne d'air, de hauteur l (égale à 1 m), ainsi formée, sont semblables à ceux d'un tuyau fermé.

Dans ces conditions, la réactance de l'enceinte perd son caractère purement capacitif ; en effet, aux fréquences :

$$f_r = \frac{c}{4l}, \ 3\frac{c}{4l}, \ \ldots\ldots$$

(c : vitesse du son dans l'air), il y a résonance et la réactance est minimum.

Aux fréquences :

$$f_a = 2\frac{c}{4l}, \ 4\frac{c}{4l}, \ \ldots\ldots$$

il y a anti-résonance et la réactance est maximum.

Ces propriétés peuvent évidemment être mises à profit pour influencer l'allure de la courbe de réponse du haut-parleur par le choix du rapport entre f_0 et f_r ou f_a. Mais on revient ainsi à des « procédés résonnants » qui s'éloignent de l'apériodicité que nous préconisons, en même temps que l'on perd, du fait de la nécessité « d'accorder » le système, la simplicité de précalcul et la garantie d'un fonctionnement correct immédiat, sans essais préalables.

Remarque. — Dans la réalisation technologique de l'ensemble haut-parleur-coffret pseudo-infini, quelques précautions doivent être prises :

— On se met à l'abri des vibrations parasites des parois du coffret, vibrations qui peuvent éven-

tuellement se produire malgré la petite surface de ces parois, en choisissant le bois (matériau le plus couramment utilisé dans la construction des enceintes) le plus acoustiquement inerte (l'épaisseur minimum des parois étant de 2 à 3 cm) et en installant à l'intérieur du coffret, entre les parois, des traverses de raidissement.

— L'ouverture circulaire à prévoir dans une des parois de l'enceinte, en regard du diaphragme du haut-parleur, ne doit pas être ménagée au milieu de cette paroi afin d'éviter que les ondes sonores n'atteignent simultanément les arêtes de l'enceinte, créant ainsi un phénomène de diffraction préjudiciable à une bonne audition.

— Le plan de la base du cône constituant le diaphragme doit être de préférence au niveau de la face externe de la paroi car la fixation du haut-parleur à la face interne provoque la formation d'un véritable tuyau (de section et de longueur respectivement égales à la surface de l'ouverture et à l'épaisseur de la paroi : 2 à 3 cm) dont les résonances propres risquent de créer des irrégularités de réponse dans le haut-médium et le proche-aigu.

VIII. 2. *Modes d'amortissement d'un haut-parleur.*

VIII. 2. 1. **Amortissement électro-magnétique**

Cet amortissement a été étudié dans la note I ; le terme résistif, qu'il introduit dans l'expression de l'impédance mécanique totale du transducteur, est donné par la relation (34) (page 229) :

$$R_a = \frac{B^2 l^2}{R_g + R_e} \qquad (34)$$

avec :

B : induction magnétique dans l'entrefer,

l : longueur totale de l'enroulement de la bobine mobile,

R_e : résistance électrique de cette bobine,

R_g : résistance interne de la source de tension alimentant la bobine mobile.

La formule (34) montre que R_a dépend, notamment, de B et de R_g ; on peut donc agir sur la valeur de R_a :

— soit par *voie magnétique*, en faisant varier l'induction B

— soit par *voie électrique*, en modifiant R_g ; toutefois la présence du terme R_e, qui s'ajoute à R_g, rend inopérante une réduction trop poussée de R_g, en vue d'augmenter R_a.

VIII. 2. 2. **Amortissement acoustique**

Cet amortissement est obtenu au moyen d'une chambre pneumatique ménagée à l'arrière du diaphragme dont le sommet est parfaitement obturé, et creusée dans le noyau en fer doux de manière à épouser la forme du cône (voir figure 1, note I, page 222). Le laminage des filets d'air, qui se produit lors du mouvement du diaphragme, accroît le terme résistif de l'impédance mécanique du transducteur.

L'amortissement acoustique peut aussi être obtenu par un choix judicieux de l'absorbant acoustique qui garnit les faces internes des parois de l'enceinte.

VIII. 3. *Rôle du facteur de qualité Q du transducteur.*

Par définition, à la pulsation de résonance ω'_o, ce facteur de qualité est donné par la formule :

$$Q = \frac{1}{\omega'_o C_{mt} R}$$

avec

$$R = R_r + R_f + R_a + R_{ac}$$

et

$$C_{mt} = \frac{C_m C'_m}{C_m + C'_m}$$

R_{ac} désigne le terme résistif dû à l'amortissement acoustique ; (pour les autres notations, voir note I, pages 221, 223, 229 et 232).

D'autre part, nous avons montré, dans la note I, que la vitesse de déplacement de la bobine mobile et, par conséquent, du diaphragme lorsque le haut-parleur fonctionne en piston, s'exprime par la relation :

$$V = \frac{1}{Z_m + \dfrac{B^2 l^2}{R_g + R_e}} \cdot \frac{B\,l}{R_g + R_e} E_g \qquad (33)$$

En tenant compte de l'effet de l'enceinte pseudo-infinie et de l'amortissement acoustique, on peut écrire (33) sous la forme :

$$V = \frac{1}{R + j\omega M_m + \dfrac{1}{j\omega C_{mt}}} \; \frac{Bl}{R_g + R_e} E_g$$

ou bien

$$V = A \frac{1}{1 + jQ\left(x - \dfrac{1}{x}\right)} \qquad (63)$$

en posant :

$$A = \frac{Bl}{R\,(R_g + R_e)}\,E_g \qquad (64)$$

et

$$x = \frac{\omega}{\omega'_o} \quad \text{avec} \quad \omega'_o = \frac{1}{\sqrt{M_m\,C_{mt}}} \qquad (65)$$

Le module |V| vaut alors :

$$|V| = \frac{A}{\sqrt{1 + Q^2\,(x - \frac{1}{x})^2}} \qquad (66)$$

Lorsque la longueur d'onde acoustique est supérieure au triple du diamètre du diaphragme, on démontre que le module de la pression acoustique p, à une distance r du haut-parleur, supposée grande par rapport au diamètre de ce dernier, est donnée approximativement par :

$$|p| = \frac{|V|\;S\,\rho\,\omega}{2\,\pi\,r} \qquad (67)$$

S étant l'aire effective du diaphragme et ρ la densité de l'air.

Compte tenu de (65) et (66), on a :

$$|p| = \frac{A\,S\,\rho\,\omega'_o}{2\,\pi\,r}\;\frac{x}{\sqrt{1 + Q^2\,(1 - \frac{1}{x})^2}} \qquad (68)$$

Prenons, comme pression de référence, la valeur (hypothétique) vers laquelle tend |p| lorsque x tend vers l'infini ; on trouve :

$$|p_{réf}| = \frac{A\,S\,\rho\,\omega'_o}{2\,\pi\,r\,Q} \qquad (69)$$

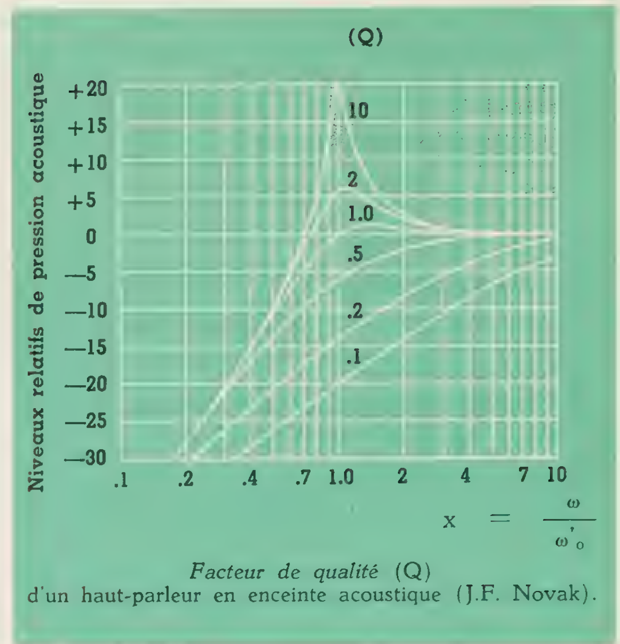
ce qui donne :

$$\frac{|p|}{|p_{réf}|} = \frac{x^2}{\sqrt{(x^2 - 1)^2 + \frac{x^2}{Q^2}}} \qquad (70)$$

Exprimé en dB, ce rapport vaut :

$$SPL = 20\,\log_{10}\left|\frac{x^2}{\sqrt{(x^2 - 1)^2 + \frac{x^2}{Q^2}}}\right|$$

S P L : relative sound pressure level [d'après Novak ([20])] c'est-à-dire niveau relatif de pression acoustique.



Facteur de qualité (Q)
d'un haut-parleur en enceinte acoustique (J.F. Novak).

Fig. 13

Les courbes de la figure 13 donnent S P L en fonction de x, pour différentes valeurs de Q.

L'examen de ces courbes conduit aux conclusions suivantes :

— Pour $Q > 1$, la pointe de résonance provoque une coloration de tout signal incident, de fréquence voisine de f'_o ; de plus, la courbe de réponse accuse une chute rapide du côté des basses fréquences.

— Pour $Q < 0{,}5$, cette chute est moins rapide mais l'atténuation des sons graves affecte également les fréquences supérieures à f'_o, atténuation difficile à compenser par le procédé de couplage acoustique entre haut-parleurs ou à l'aide du circuit électronique de correction.

Il ne faut donc pas rechercher un facteur de qualité maximum qui, non seulement provoque une coloration marquée à la résonance, mais rend difficile le passage des transitoires. Il faut plutôt adopter une valeur qui rend compatibles une réponse satisfaisante au voisinage de la résonance et une réponse impulsionnelle correcte ; une valeur de Q voisine de 0,5 (y compris les effets additionnels de l'enceinte et de l'amplificateur) semble être optimum.

Ces considérations confirment que l'emploi d'un haut-parleur à champ magnétique très intense

peut susciter des désillusions s'il est monté dans un coffret acoustique à caractère partiellement résistif.

Il peut s'avérer nécessaire, en pareil cas, pour ne pas étouffer totalement les basses, d'utiliser un amplificateur à très faible facteur d'amortissement ou de réduire ce dernier par insertion d'une résistance-série.

VIII. 4. *Couplage acoustique entre haut-parleurs.*

Nous avons signalé, en VIII. 1, que l'installation de l'ensemble haut-parleur-enceinte, à proximité d'un mur du local d'écoute et, de préférence, dans une encoignure, constitue, par l'obtention d'images virtuelles du diaphragme, un moyen efficace de corriger l'affaiblissement progressif du registre extrême-grave.

A lui seul, sans l'emploi de la commande de tonalité prévue dans les circuits électroniques, ce procédé très simple est capable de procurer un gain substantiel de pression acoustique sous 100 Hz ; des vérifications expérimentales ([14]) ont prouvé qu'à 50 Hz ce gain peut encore atteindre une vingtaine de dB par rapport à la pression mesurée lorsque le reproducteur est situé loin des parois du local d'écoute.

Ce renforcement a été observé depuis longtemps mais est rarement exploité. L'effet peut être décrit de la manière suivante : si l'on place deux haut-parleurs identiques fonctionnant en piston dans un même plan, si leur distance d est faible vis-à-vis de la longueur d'onde λ, si enfin les mouvements de leurs membranes sont parfaitement synchrones et de même amplitude U, alors la puissance acoustique rayonnée totale vaut quatre fois la puissance W qu'émettrait un de ces haut-parleurs s'il vibrait seul, avec la même amplitude U (l'autre haut-parleur étant au repos).

L'explication la plus simple de ce phénomène repose sur le fait que l'intensité acoustique est proportionnelle au carré de l'amplitude de la variation de la pression d'air (pression acoustique).

Lorsque $d \ll \lambda$, les variations de pression en tout point de l'espace et dues à chacun des haut-parleurs, variations que nous appellerons composantes, sont sensiblement synchrones et de même amplitude ; par conséquent, l'amplitude de la variation résultante de pression est double de la variation composante. L'intensité en chaque point est donc quadruplée, de même que la puissance rayonnée totale.

Par contre, lorsque les haut-parleurs émettent un son de hauteur telle que λ soit comparable à d, les variations composantes ne sont plus de même phase de sorte que la variation résultante de pression est nécessairement inférieure au double d'une variation composante. Accessoirement, remarquons que les amplitudes des variations composantes peuvent aussi différer, mais cela n'affecte pas la conclusion qui se dégage du raisonnement, à savoir que l'augmentation marquée de puissance rayonnée par l'effet qui vient d'être décrit ne peut se faire sentir qu'aux basses fréquences qui se trouvent donc renforcées par rapport aux autres.

Examinons maintenant ce que devient l'impédance mécanique de rayonnement que voit chaque diaphragme lorsque les deux haut-parleurs fonctionnent ensemble. Comme la puissance rayonnée totale vaut 4 W, chaque haut-parleur rayonne, par raison de symétrie, une puissance de 2 W ; comme l'amplitude du mouvement du diaphragme est toujours supposée égale à U, cela indique que l'impédance de rayonnement est modifiée, phénomène qui porte le nom de « *couplage acoustique* ».

La cause physique du couplage acoustique réside dans le fait que chaque diaphragme induit sur l'autre des variations de pression supplémentaires.

On peut d'ailleurs assister à un effet tout à fait analogue, sinon identique, lorsqu'un haut-parleur est placé au voisinage d'une paroi plane ayant de bonnes propriétés réfléchissantes pour les ondes sonores. En effet, théorie et expérience montrent alors que tout se passe, dans le demi-espace du côté du haut-parleur, comme s'il existait un second haut-parleur symétrique du premier par rapport au plan de la paroi. Ce second haut-parleur est l'image acoustique virtuelle du premier. Il est bon d'ajouter que cette propriété n'est rigoureusement valable que dans le cas d'une paroi unique, d'étendue infinie ; cela n'est que très approximativement réalisé en pratique ; on a très généralement affaire à de multiples parois finies formant diverses encoignures.

Dans de pareils cas, il semble que le principe des images acoustiques soit assez discutable. Néanmoins, appliqué avec discernement, ce principe peut servir de guide lors de l'installation d'un haut-parleur.

IX. AMELIORATION DE LA REPONSE DANS LE REGISTRE AIGU

IX. 1. *Atténuation de l'accroissement de l'impédance électrique de la bobine mobile avec la fréquence.*

Nous avons vu dans la note II (§ VI. 2, page 61) que l'adjonction, au diaphragme principal du haut-parleur, d'un diaphragme additionnel de petit diamètre améliore sensiblement la réponse du haut-parleur dans le registre aigu. Il faut veiller cependant à ce que l'avantage ainsi obtenu ne soit pas compromis par un accroissement exagéré de l'impédance électrique de la bobine mobile avec la fréquence.

En effet, dans l'expression du module de cette impédance :

$$|Z_e| = \sqrt{R^2_e + \omega^2 L^2_e}$$

la résistance R_e augmente notablement quand la fréquence s'élève, par suite des pertes par hystérésis et courants de Foucault dans les pièces polaires, et la réactance ωL_e croît avec ω ; Z_e double de valeur quand f passe de 100 Hz à 10 kHz (voir courbe en pointillé de la figure 8, note II, page 56).

Un excellent moyen pour atténuer cet accroissement d'impédance consiste à utiliser un capuchon de cuivre. Ce procédé, connu depuis les travaux de Kellog mais peu employé, présente de grands avantages :

- Il n'exige pas d'augmentation du poids de l'aimant et ne pose aucun problème technologique pour sa mise en pratique.
- Il ne provoque qu'une légère baisse de rendement parce que le placement du capuchon de cuivre ne nécessite qu'un élargissement minime de l'entrefer.

Ce capuchon de cuivre se comporte comme une spire en court-circuit, couplée à l'enroulement de la bobine.

Si l'on désigne par M le coefficient d'induction mutuelle entre la bobine mobile et la spire que forme le capuchon, et par R_c et L_c respectivement la résistance et le coefficient de self-induction de cette spire, les valeurs de la résistance R'_e et du coefficient de self-induction L'_e résultants de la bobine mobile sont :

$$R'_e = R_e + \frac{\omega^2 M^2 R_c}{\omega^2 L^2_c + R^2_c}$$

$$L'_e = L_e - \frac{\omega^2 M^2 L_c}{\omega^2 L^2_c + R^2_c}$$

Comme $R_c \ll R_e$, on voit que R'_e est très sensiblement égal à R_e.

Quant à L'_e , étant donné que, pour les fréquences élevées, $R_c \ll \omega L_c$, on peut écrire :

$$L'_e = L_e - \frac{M^2}{L_c}$$

Cette relation montre que L'_e tend vers zéro à mesure qu'on s'approche du couplage parfait pour lequel on a :

$$M^2 = L_e L_c$$

On pourrait croire que les deux pièces massives en fer doux qui encadrent l'entrefer agissent, elles-mêmes, à la manière d'une spire en court-circuit et qu'un anneau de cuivre est inutile. Il n'en est rien car, par suite de l'effet pelliculaire très prononcé dans les matériaux ferro-magnétiques, seule une mince couche de chaque pièce polaire est parcourue par des courants, et tout se passe comme si le capuchon en cuivre était remplacé par un mince capuchon en fer, auquel cas les inégalités :

$$R_c \ll R_e$$

et

$$R_c \ll \omega L_c$$

cessent d'être valables.

La figure 12 de la note II (page 64) permet de constater l'avantage qu'offre, sur le diffuseur de technique conventionnelle, un haut-parleur muni d'une chambre pneumatique et d'un anneau de cuivre dans l'entrefer.

IX. 2. *Recours au rayonnement diffus.*

Nous avons montré dans la note II (§ VI. 3, page 61), à l'aide du diagramme polaire de rayonnement (figure 11, page 63), qu'aux fréquences élevées, une directivité se manifeste suivant l'axe du haut-parleur, dans la distribution spatiale des pressions acoustiques.

Une reproduction musicale crée une sensation auditive plus semblable à celle ressentie à l'écoute directe d'une interprétation d'une grande formation orchestrale si on supprime, à la fois, cet effet directionnel et l'impression de « trou dans le mur » que l'on éprouve à l'audition d'une restitution assurée par un seul diffuseur.

Nous avons déjà signalé que cette impression peut être évitée en utilisant la technique stéréophonique.

Mais, si l'on ne dispose que d'une source radiante à monocanal d'informations, seul problème que nous nous sommes proposé d'envisager particulièrement dans cette étude, d'autres moyens doivent être mis en œuvre.

On peut, soit ouvrir l'angle de distribution horizontale des fréquences élevées en plaçant devant le diaphragme du haut-parleur un panneau muni de fentes horizontales, ce panneau jouant le rôle d'une véritable lentille acoustique divergente, soit soustraire les auditeurs à un « jet sonore direct » en dirigeant le haut-parleur vers le plafond du local d'écoute.

Ce second procédé peut être préjudiciable à l'intelligibilité des messages parlés et à une bonne restitution d'interprétations de petits ensembles instrumentaux, c'est-à-dire dans des cas où la source sonore est assimilable à une source ponctuelle. On peut obvier à cet inconvénient soit en recourant à un réflecteur conique ou exponentiel omnidirectionnel soit en profitant simplement de la réflexion sur les murs et le plafond du local d'écoute. Cette dernière méthode est très semblable à celle utilisée pour obtenir une amélioration de la réponse dans le registre grave, par formation d'images virtuelles du diaphragme. D'ailleurs, nos essais ont montré que, compte tenu du temps de réverbération du local d'écoute, temps qui doit être accepté tel qu'il est, surtout lorsqu'il s'agit d'une pièce d'habitation, il existe une position et une orientation optima du haut-parleur unique, placé dans une enceinte pseudo-infinie, pour lesquelles peuvent être atteints un équilibre de rendement satisfaisant dans toute l'étendue du spectre acoustique et une bonne restitution de toute espèce d'information.

On pourrait objecter que l'application de ce procédé

— supprime tout contrôle du rayonnement tant les réflexions peuvent devenir complexes,
— entraîne un affaissement de la bobine mobile dans l'entrefer, dû à la position verticale de l'axe du haut-parleur,
— n'améliore pas suffisamment l'intelligibilité des messages parlés par suite d'un élargissement encore trop accentué des faisceaux émis par la source,
— supprime l'effet directionnel indispensable à l'utilisation éventuelle de la technique stéréophonique.

A propos du second défaut, on a mesuré, pour le haut-parleur « 9710 M », un affaissement inférieur à 0,1 mm ; il est donc pratiquement négligeable.

Quant aux deux derniers, ils peuvent être palliés, dans une large mesure à l'aide d'un dispositif réflecteur qui, placé au-dessus du diaphragme, concentre en un faisceau étroit une fraction de l'énergie totale rayonnée.

Une reproduction en bi-canal est, toutefois, possible sans recourir à ce réflecteur si les deux haut-parleurs sont suffisamment écartés l'un de l'autre pour que les multiples réflexions « comblent » aisément l'espace qui les sépare (techniquement dit le « trou du milieu ») sans risque de mélange entre les canaux.

Remarque. — Des mesures comparatives ont été effectuées récemment ([16]), en chambre sourde et dans un local d'écoute ordinaire, sur un haut-parleur de 21 cm de diamètre, convenablement chargé et dirigé verticalement, à partir d'un générateur à bandes de bruit.

Dans le local d'écoute, on constate, à la distance courante d'écoute de 4 m, un affaiblissement du son direct par rapport aux sons réfléchis, de 6 dB à 5 kHz et de 12 dB à 10 kHz.

Une telle sollicitation du local permet, grâce à une plus large redistribution par réflexions, de récupérer, à la même distance de 4 m et pour la fréquence de 10 kHz, un niveau équivalent à celui mesuré, en chambre sourde, dans l'axe et à proximité immédiate du haut-parleur considéré.

X. CONCLUSION

A l'heure où apparaît la possibilité de mise en application de la technique stéréophonique exigeant deux ensembles haut-parleur-enceinte, un diffuseur peu compliqué et peu encombrant est particulièrement intéressant.

Le haut-parleur électrodynamique à diaphragme réunit, nous l'avons vu, ces deux qualités.

Les modèles de conceptions différentes (électrostatique et ionique) sont trop récents pour déjà s'imposer définitivement tandis que les types à pavillons exponentiels, s'ils apportent une augmentation de rendement, prennent toujours, tout comme les dispositifs coaxiaux comportant deux ou plusieurs moteurs et radiateurs, la forme de réalisations très coûteuses.

Quant aux charges par enceinte anti-résonnante à évent (type bass-reflex), leur délicate mise au point ne peut être effectuée que dans des ateliers spécialisés et ne peut donc être envisagée par l'usager lui-même alors que celle de l'enceinte pseudo-infinie ne présente pas de difficulté sérieuse.

Tout le monde n'est cependant pas d'accord sur les qualités du haut-parleur électrodynamique, à diaphragme à rayonnement direct (c'est-à-dire à diaphragme dépourvu d'un dispositif d'adaptation

avec l'air, comme un pavillon par exemple) et surtout sur les avantages de l'enceinte pseudo-infinie.

Mais, le point de vue des adversaires de celle-ci reste polarisé sur des questions de rendement dans le médium et de réponse dans l'extrême-grave, en dessous d'une limite qui est musicalement, et à fortiori phonétiquement, inutile.

Nous n'hésitons pas à affirmer que les améliorations apportées par d'autres modes de construction de haut-parleurs et d'autres systèmes de constitution de charges acoustiques ne valent pas les risques ou les frais supplémentaires qu'ils entraînent, du moins dans l'état actuel de la technique et dans les conditions ordinaires d'écoute étant donnés tous les impondérables du local et la subjectivité de jugement du contenu des programmes.

Ainsi l'utilisation d'un seul haut-parleur, monté en enceinte pseudo-infinie installé de manière à mettre à profit le rayonnement par images virtuelles, constitue une solution économique et satisfaisante du problème que pose la restitution fidèle des émissions sonores dans les locaux de petites dimensions.

Dans le cas des applications professionnelles où une plus grande puissance doit être mise en jeu (locaux de grandes dimensions), une solution logique consiste en l'emploi de plusieurs diffuseurs juxtaposés afin d'augmenter, grâce à leur couplage acoustique, l'impédance de rayonnement dans le registre grave.

BIBLIOGRAPHIE

[1] R.C. AVEDON, W. KOOY and J.E. BURCHFIELD — *Design of wide-range ultra-compact Speaker System*, Audio, mars 1959, pp. 22-26 et 68-69.
More on the Air Spring and the ultra-compact Loudspeaker, Audio, juin 1960, pp. 22-27.

[2] A.B. COHEN — *Hi-Fi Loudspeakers and Enclosures*, Rider, New-York (1956).
Acoustique architecturale pour la stéréophonie, série d'articles (adaptation française de B.A. Gayot) publiés dans « TSF et TV » de février à juin 1960.

[3] L. CONTURIE — *L'Acoustique dans les Bâtiments (théorie et applications)*, Eyrolles, Paris (1955).

[4] R.E. COOKE — *L'impédance et l'angle de phase des charges acoustiques*, Radio-TV Revue, juin 1959, pp. 391-394 et 419, (adaptation française d'après la revue anglaise « Muirhead Technique »).

[5] N.H. CROWHURST — *More Bass from smaller Loudspeakers*, Radio-Electronics, juin 1960, pp. 81-87 et juillet 1960.

[6] DE BOER — *Le rendement des haut-parleurs*, Revue Technique Philips, IV, 10 (octobre 1939), pp. 313-319.

[7] D.A. DOBSON — *Closed Box Loudspeaker Enclosures*, Thèse de «Master of Science» au Massachusetts Institute of Technology (1951) (inédit).

[8] H.A. HARTLEY — *Audio Design Handbook*, Gernsback Library (n° 71), New-York (1958), chap. 10 « Speakers and Enclosures », pp. 149-172.

[9] R.D. HERLOCKER — *Simplified Speaker Testing*, Electronics World, november 1959, pp. 41-43 et 126.

[10] H.F. HOPKINS and N.R. STRYKER — *A proposed loudness-efficiency rating for loudspeakers and the determination of system power requirements for enclosures*, P.I.R.E., 36, 3 (mars 1948), pp. 315-335.

[11] J.A. HUFF — *Hi-Fi Speaker Enclosure damping Materials*, Audio, 43, 8 (août 1959), pp. 26-30.

[12] E.J. Jordan — *Loudspeaker Enclosure Design,* Wireless World, Janvier 1956, pp. 8-14.

Baffles unbaffled, Audio, août 1956, pp. 15-17.

Principles of Loudspeaker Design, série d'articles publiés dans « Hi-Fi News » de juillet 1959 à février 1960.

[13] S. Kelly — *Loudspeakers,* J.B.S.R.A., 6, 5 (mai 1960), pp. 113-117.

[14] P.W. Klipsch — *Corner Speaker Placement,* J.A.E.S., 7, 3 (juillet 1959), pp. 106, 109 et 114.

Room Dimensions for optimum Listening and the half-room Principle, IRE transactions on Audio, Av-6, 1, janv.-fév. 1958.

[15] V.O. Knudsen and C.M. Harris — *Le projet acoustique en architecture* (traduit et adapté par R. Cadiergues et A. Moles), Dunod, Paris (1957).

[16] T.S. Korn et J. Hougardy — *Mesures des haut-parleurs dans les lieux d'utilisation,* Acustica, 9 (1959), pp. 121-126.

T.S. Korn et R. Van De Plas — *Acoustical Field at normal Modes in Rooms,* J.A.S.A., 29 (décembre 1957), pp. 1267-70.

T.S. Korn — *Nouvelles tendances dans les mesures des haut-parleurs,* Radio-Electronique professionnelle belge, (juin 1960), pp. 21, 23 et 25.

T.S. Korn — *Enceinte acoustique coaxiale,* Revue du son, (mars-avril 1960), pp. 93-95.

[17] R. Lafaurie — *Les baffles — Etude théorique et pratique des écrans et enceintes acoustiques,* série d'articles publiés dans « Toute la Radio » de mars-avril 1953 à juillet-août 1954.

[18] F.A. Loescher — *Das Problem der Sekundären elektroakustischer Wandler,* Gravesaner Blätter, 18 (1960), pp. 41-52.

[19] W.F. Meeker, F.H. Slaymaker and L.L. Merrill — *The acoustical Impedance of closed rectangular Loudspeaker Housings,* J.A.S.A., 22 (mars 1950), pp. 206-210.

[20] J.F. Novak — *Performance of Enclosures for low-resonance high compliance Loudspeakers,* J.A.E.S., 7 (janvier 1959), pp. 29-37 et J.A.E.S., 7 (octobre 1959), pp. 246-248.

[21] E. Paolini — *La réponse des haut-parleurs aux environs de la résonance principale,* Annales des Télécommunications, 12, 11 (novembre 1957), pp. 387,391.

[22] Plach and Williams — *Loudspeaker Enclosures,* Audio, juillet 1951.

[23] D.F. Rehberger — *Subdivided Hi-Fi Speaker Enclosure,* Electronics World, novembre 1959, pp. 57-59 et 112, (résumé français commenté dans la « Revue du Son » de mars-avril 1960, p. 96).

[24] J. Riethmuller — *D'un maillon à l'autre : les haut-parleurs,* série d'articles publiés dans « Toute la Radio » de décembre 1959 à juillet-août 1960.

[25] D.E.L. Shorter — *Sidelights on Loudspeaker Cabinet Design,* Wireless-World, novembre 1950, pp. 382-385 ; décembre 1950, pp. 436-438.

[26] R. Van De Plas — *Contribution à l'étude de la reproduction du son : Examen de la réaction de la salle sur le haut-parleur,* mémoire de licence en sciences physiques (Université Libre de Bruxelles).

[27] K. Vepa and N.K. Trivedi — *Useful absolute Efficiences of typical Loudspeaker Systems,* Acustica, 4, 1 (1954), pp. 329-332.

[28] E.M. Villchur — *Another Look at acoustic Suspension,* Audio, janvier 1960, pp. 24-25 et 75-77.

[29] R. West — *The Speaker in your Home,* série d'articles dans « Hi-Fi News » de juin 1956 à mai 1957.

Diffusing the High Frequencies, Hi-Fi News, avril 1958, pp. 635-637.

[30] I. Wolff and G. Malter — *Sound Radiation from a System of vibrating circular Diaphragms,* Physical Review, juin 1929, pp. 1061-1065.

[31] J.A. Youngmark — *Loudspeaker Baffles and Cabinets,* Journal of the British Institution of Radio Engineers, 13, 2 (février 1953), pp. 89-98.


M.B.L.E
ELECTRONIQUE
TELECOMMUNICATIONS
MA7DA



1911-1961

*AU COURS DE L'ANNEE 1961,
LA M.B.L.E COMMEMORERA LE 50e ANNIVERSAIRE
DE SA FONDATION.
C'EST EN 1911 EN EFFET QUE LA SOCIETE
COMMENÇA SON ACTIVITE : A CETTE EPOQUE,
CELLE-CI SE LIMITAIT
A LA FABRICATION DES LAMPES A INCANDESCENCE.
CE SERA L'OCCASION DE FAIRE L'HISTORIQUE
DU ROLE DE PREMIER PLAN QU'A JOUE LA M.B.L.E
DANS LE PRODIGIEUX DEVELOPPEMENT
DE L'INDUSTRIE ELECTRONIQUE EN BELGIQUE.*

*IN DE LOOP VAN HET JAAR 1961
ZAL DE M.B.L.E DE 50e VERJARING VAN HAAR OPRICHTING
HERDENKEN.
INDERDAAD BEGON DE MAATSCHAPPIJ IN 1911
HAAR ACTIVITEIT : IN DIE TIJD WIJDDE ZIJ ZICH ALLEEN
AAN DE FABRICAGE VAN GLOEILAMPEN.
DIT ZAL EEN GELEGENHEID ZIJN OM EEN OVERZICHT
TE GEVEN VAN DE EERSTE-RANGSROL DIE DE M.B.L.E
GESPEELD HEEFT IN DE ONTWIKKELING
VAN DE ELEKTRONISCHE NIJVERHEID IN BELGIE.*

BREVES NOUVELLES
NIEUWS IN HET KORT



LÔME

ury International du Signe d'Or, réuni à Bruxelles, a décerné le label LE SIGNE D'OR

au sous-ensemble électronique enfichable

uit par

la Manufacture Belge de Lampes et de Matériel Electronique S.A.

Signe d'Or est attribué en raison de la valeur esthetique et fonctionnelle, des qualités
ention et de réalisation, du prix justifié

septembre 1960

Le Jury etait compose de

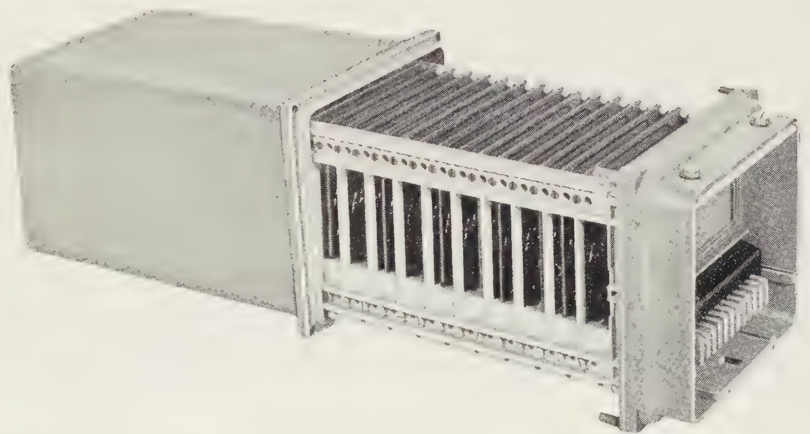
SUÈDE	Sigvard Bernadotte
BELGIQUE	Pierre Blijweert
BELGIQUE	Andre Constant
BELGIQUE	Andre De Poerck
PAYS-BAS	Friso Kramer
ETATS-UNIS	Raymond Loewy
BELGIQUE	Marcel Mabille
ANGLETERRE	Paul Reilly
FINLANDE	Nanny Still
BELGIQUE	Jules Wabbes

La **M.B.L.E** s'est vu attribuer le **Signe d'Or** pour un sous-ensemble utilisé dans les systèmes cycliques transistorisés pour télécommande, télésignalisation et télémesure.

Rappelons que le **Signe d'Or Industriel** est une a.s.b.l. fondée en 1956 sous les auspices du Ministère des Affaires Economiques. Son but est de promouvoir l'esthétique industrielle (Industrial Design) qu'elle considère comme étant à la fois une discipline de production et un puissant moyen de promotion des ventes. La compétition du **Signe d'Or** est ouverte aux producteurs des trois pays du Benelux. La sélection est faite par un jury composé de spécialistes belges et étrangers. Elle est basée sur les critères suivants : logique fonctionnelle, cachet esthétique, prix, qualité.

De **M.B.L.E** verwierf het **Gouden Kenteken** voor een ondereenheid gebruikt in getransistoriseerde cyclische systemen voor telebesturing, telesignalisatie en telemeting.







Er weze aan herinnerd, dat het **Industriële Gouden Kenteken** een v.z.w. is opgericht in 1956 onder de bescherming van het Ministerie voor Economische Zaken. Het doel er van is de industriële vormgeving te bevorderen. Deze wordt door haar beschouwd als een productiediscipline en als een machtig middel van verkoopspromotie. De competitie van het **Gouden Kenteken** staat open voor alle voortbrengers van de drie Benelux-landen. De selectie wordt gedaan door Belgische en buitenlandse specialisten. Zij steunt op de volgende criteria : functionele logica, esthetisch uitzicht, prijs en kwaliteit.

SALON TELEVISION-RADIO BRUXELLES 1960



RADIO-TELEVISIE SALON BRUSSEL 1960

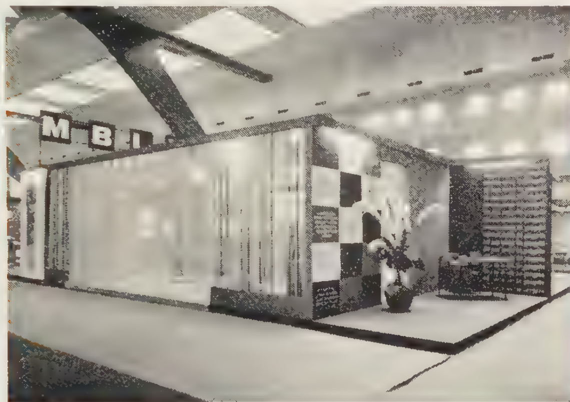
La **M.B.L.E** a participé au Salon de la Télévision et de la Radio, qui s'est tenu à Bruxelles du 1er au 16 octobre 1960 dans le Hall n° 7 des Palais du Heysel.

Principal fournisseur de pièces détachées et de tubes électroniques de l'industrie belge, de la radio et de la télévision, la **M.B.L.E** était présente à cette manifestation qui a connu un grand succès.

Le stand de la **M.B.L.E** se révéla un des pôles d'attraction du Salon. Il présentait — en activité réelle — une partie de chaîne de montage de tubes EF 80 (pentode), permettant ainsi aux visiteurs de se rendre compte, *de visu* de la précision et du soin apportés à la fabrication des tubes électroniques **adzam.**

Par ailleurs, une sélection des plus récentes réalisations en pièces détachées et quelques maquettes géantes de tubes électroniques et de semi-conducteurs, complétaient l'agencement du stand. Les membres de la Division Commerciale Electronique de la **M.B.L.E** y ont accueilli les principaux dirigeants et spécialistes de l'industrie électronique, ainsi qu'un nombreux public.









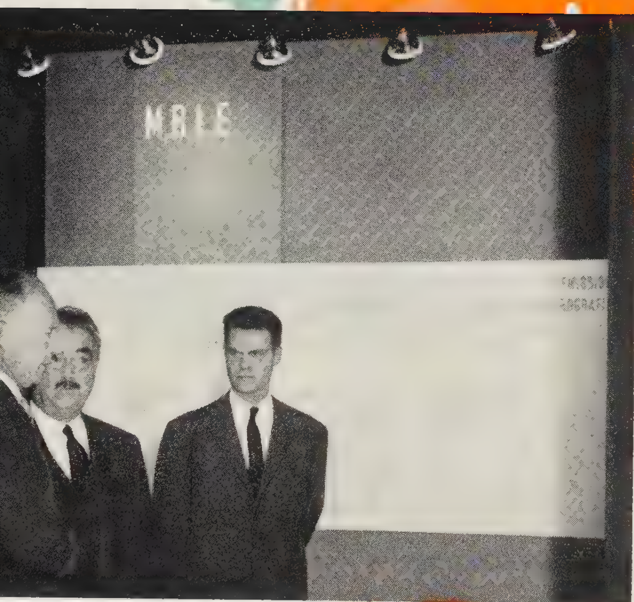


De **M.B.L.E** heeft deelgenomen aan het Radio- en Televisiesalon dat te Brussel werd gehouden van 1 tot 16 oktober 1960 in Paleis nr 7 van de Eeuwfeestpaleizen.

De aanwezigheid van de **M.B.L.E** op deze grote manifestatie, die een aanzienlijke bijval kende, was de weerspiegeling van het feit, dat de maatschappij de grootste leverancier is van onderdelen en elektronenbuizen aan de Belgische radio- en televisie-industrie.

De stand van de **M.B.L.E** was een van de grote attracties van het Salon. Er werd — in werkelijke activiteit — een deel van de montageketting getoond van de buizen EF 80 (pentode), wat de bezoekers toeliet zich rekenschap te geven van de nauwkeurigheid en de zorg besteed aan de fabricage van de **adzam** buizen.

Voor het overige werd er een keuze getoond van de nieuwste verwezenlijkingen in onderdelen en enkele grote modellen van elektronenbuizen en halfgeleiders. Leden van de commerciële afdeling Elektronica van de **M.B.L.E** hebben er de voornaamste leiders en specialisten van de elektronische nijverheid ontvangen evenals een zeer talrijk publiek.


MBLE

EXPOSITION PERMANENTE A L'ATOMIUM

L'EXPOSITION SCIENTIFIQUE INTERNATIONALE ET PERMANENTE DE L'ATOMIUM A ETE INAUGUREE LE 22 OCTOBRE 1960 PAR LE ROI LEOPOLD

D'importantes firmes industrielles belges et étrangères ont collaboré à la réalisation de cette exposition, faisant le point des découvertes scientifiques actuelles en chimie, en cristallographie et en physique nucléaire. L'électronique appliquée à ces disciplines y a une large part.

Une partie de l'exposition est consacrée à la vulgarisation scientifique et au matériel didactique ou éducatif destiné à l'enseignement technique.

La participation de la **M.B.L.E** à cette exposition est importante. Elle comprend :

- dans la sphère « Cristallographie et Electronique », une présentation de matériel didactique destiné à faciliter l'enseignement de l'électronique. On y verra le « Master Trainer » destiné à la formation technique et scientifique des futurs électroniciens et physiciens, des images extraites de films didactiques à vues fixes sur les « principes physiques des tubes électroniques, semi-conducteurs et matériaux » ainsi que des maquettes à grande échelle de tubes électroniques et de semi-conducteurs.
- dans la sphère centrale, consacrée aux applications industrielles, deux grands panneaux précisent les principes généraux de la spectrographie d'émission.
  Le détail de certaines applications particulières dans les industries métallurgiques, chimiques, pétrolières et les centres de recherches, met en évidence l'importance croissante et l'intérêt de ces nouvelles méthodes d'analyse spectrochimiques.
- dans la sphère de base occupée par l'Euratom, on remarque une installation **M.B.L.E** de contrôle de la radio-activité des poussières atmosphériques, des appareils de comptage utilisés couramment dans les laboratoires de physique nucléaire et dans les établissements d'enseignement spécialisé.

BESTENDIGE TENTOONSTELLING IN HET ATOMIUM

DE BESTENDIGE INTERNATIONALE WETENSCHAPPELIJKE TENTOONSTELLING IN HET ATOMIUM WERD OP 22 OKTOBER 1960 INGEHULDIGD DOOR KONING LEOPOLD

Belangrijke Belgische en buitenlandse nijverheidsondernemingen hebben medegewerkt aan de verwezenlijking van deze tentoonstelling, die de huidige stand weergeeft van de wetenschappelijke ontdekkingen op het gebied van de scheikunde, de cristallografie en de kernfysica. De toepassingen van de elektronica in deze disciplines zijn er ruim vertegenwoordigd.

Een deel van de tentoonstelling is gewijd aan de wetenschappelijke vulgarisatie en aan het didactisch en opvoedend materieel voor het technisch onderwijs.

De deelneming van de **M.B.L.E** aan deze tentoonstelling is belangrijk. Zij omvat :

- in de sfeer « Cristallografie et Elektronica » een voorstelling van het didactisch materieel bestemd om het onderwijs in de elektronica te vergemakkelijken. Men kan er de « Master Trainer » zien voor de technische en wetenschappelijke opleiding van de toekomstige elektronici en fysici, beelden uit de didactische filmstroken met vaste beelden over de « fysische beginselen van elektronenbuizen, halfgeleiders en materialen » evenals modellen op grote schaal van elektronenbuizen en halfgeleiders.
- in de centrale sfeer, gewijd aan de industriële toepassingen, verklaren twee grote panelen de algemene beginselen van de emissie-spectrografie.
  De details over sommige bijzondere toepassingen in de metaalnijverheid, de scheikundige nijverheid, de petroleumnijverheid en de vorsingscentra belichten het stijgend belang en het nut van de nieuwe methodes van spectrochemische analyse.
- In de onderste sfeer, die ingenomen wordt door Euratom, bevindt zich een installatie van **M.B.L.E** voor de controle van de radio-activiteit van het stof in de atmosfeer, tellers die geregeld gebruikt worden in de laboratoria voor kernfysica en in de inrichtingen voor gespecialiseerd onderwijs.

déparasitage des moteurs à explosion



ontstoring van ontploffingsmotoren

Un Arrêté Royal du 24 juin 1960 prescrit de déparasiter tous les types de moteurs à explosion (voitures, motos, etc.). On sait que le système d'allumage de ces véhicules se comporte comme un puissant émetteur de parasites, particulièrement gênants dans les gammes d'ondes utilisées par les services de la télévision et de la radiodiffusion à fréquence modulée.

Ces perturbations constituent un frein à la diffusion des récepteurs, d'où notre intérêt à les voir disparaître au plus tôt et dans la plus large mesure.

Aussi, la **M.B.L.E** avait-elle mis depuis longtemps ce problème à l'étude et elle n'attendait que la promulgation des normes officielles pour lancer ce produit sur le marché.

Le système comprend essentiellement des chapeaux blindés, modèle « 1000 » à placer sur les bougies, avec ajoute éventuelle d'une résistance accessoire.

Ce matériel est vendu à un prix des plus attractifs pour l'usager, cependant que son excellente qualité garantit son fonctionnement impeccable pendant toute la durée de service du véhicule.



Een Koninklijk Besluit van 24 juni 1960 schrijft de ontstoring voor van alle typen ontploffingsmotoren (auto's, motorfietsen, enz.). Men weet dat het ontstekingsstelsel van deze voertuigen sterke storingen veroorzaakt die bijzonder onaangename verschijnselen verwekken in de frekwentiebanden die gebruikt worden voor de televisie en radio-uitzendingen met frekwentiemodulatie.

Deze storingen vormen een hinderpaal voor de verspreiding van de ontvangers. Vandaar onze bezorgdheid om ze ten spoedigste en in de grootst mogelijke mate te doen verdwijnen.

Daarom had de **M.B.L.E** dit probleem sinds lang ter studie gelegd en wacht slechts op de afkondiging van de officiële normen om onze studie te besluiten en ons product op de markt te brengen.

Dit systeem omvat, in wezen, afgeschermde kappen, model «1000», die op de bougies worden geplaatst, met gebeurlijke toevoeging van een bijkomende weerstand.

Dit materieel wordt verkocht tegen een uiterst aantrekkelijke prijs voor de gebruiker alhoewel zijn uitstekende kwaliteit een feilloze werking verzekert gedurende heel de levensduur van het voertuig.

INSTITUT AGRONOMIQUE DE GEMBLOUX

Dans le cadre des manifestations organisées lors du centenaire de l'Institut Agronomique de l'Etat à Gembloux, le département Physique Nucléaire de la **M.B.L.E** a participé à une exposition sur le thème « Utilisation des radio-isotopes dans l'Agriculture ».

INSTITUUT VOOR LANDBOUWKUNDE TE GEMBLOERS

In het kader van de manifestaties ingericht ter gelegenheid van de honderste verjaardag van het Rijksinstituut voor Landbouwkunde te Gembloers heeft de afdeling « Kernfysica » van de **M.B.L.E.** deelgenomen aan een tentoonstelling op het thema «Gebruik van radio-isotopen in de Landbouw ».


M.B.L.E

REVUE M.B.L.E

wetenschappelijke en technische publicatie

4de jaargang 3de deel Nr 4 - december 1960

De nederlandstalige lezers zullen hieronder een bondige samenvatting vinden van de artikelen van dit nummer. Indien ze nadere inlichtingen wensen over de behandelde onderwerpen, worden ze verzocht zich in verbinding te stellen met « Manufacture Belge de Lampes et de Matériel Electronique N.V. » Twee Stationsstraat, 80, Brussel.

Beginselen van de Meting der Stralingen (2de deel)

door A. LAGASSE

Schrijver zet in deze nota de beschrijving verder van de inrichtingen die de stralingen weergeven als elektrische verschijnselen onder de vorm von pulsen. Deze beschrijving was hij begonnen in zijn vorig artikel (« Revue M.B.L.E » I, 3, april 1958).

Hij herinnert allereerst aan het beginsel van de eerste scintillatieteller, de « spintharisscoop » en de vooruitgang die het gebruik van de moderne « fotomultiplicator-cel » heeft toegelaten te verwezenlijken in de techniek van de detectie der scintillaties.

Hij ontleedt vervolgens enkele bijzonderheden in verband met de bouw van deze scintillatietellers en bestudeert achtereenvolgens de fenomenologie, het rendement en de ruis van de « scintillatie-testkop ».

Vervolgens worden de diagrammen ontleed die bekomen worden met de « scintillator-spectrometer » uit het oogpunt van de corpusculaire stralingen en van de gammastralen.

Hij toont aan dat het gebruik van een spectrometer de selectieve registratie toelaat van een straling met een bepaalde energie onder andere.

De auteur gaat dan over naar de beschrijving van een andere soort teller : de « Tsjerenkov-teller » ; hij bespreekt de aard van het verschijnsel der luminescentie dat hier optreedt en toont aan hoe het Tsjerenkov-effekt kan gebruikt worden voor de detectie van snelle deeltjes.

Deze tweede nota wordt besloten met een bondig overzicht van het beginsel van de « tellers met halfgeleiders ».

U.D.C. : 539.16.08

Vervormingen van reële vaste stoffen onderworpen aan trekkrachten (2de deel)
Het vloeien

door R. GASPART

Na een bepaling te hebben gegeven van het vloeien, geeft de schrijver, verwijzend naar het werk van A.H. SULLY (Metallic Creep, Butterworths Scientific Publications, London, 1949), een overzicht van de belangrijkste werken die aan dit verschijnsel zijn gewijd : hij schenkt vooral aandacht aan de beschouwingen van E.N. Da ANDRADE. Volgens ANDRADE doen er zich twee verschillende typen van vloeien voor : het voorbijgaande vloeien en het permanente of quasi-visceuse vloeien.

Schrijver herinnert aan de door ANDRADE voorgestelde betrekking tussen de verschillende parameters die van aard zijn om het vloeien te beïnvloeden. In zeer brede zin stemt deze betrekking overeen met de waargenomen feiten.

Hij onderzoekt eveneens de verschillende meningen die werden vooropgesteld over het voorspellen op lange termijn van het gedrag op het punt van het vloeien uitgaande van de waarnemingen die beperkt zijn tot de aanvankelijke etappes van het vloeien.

Betreffende de minimumspanning waarbij het vloeien begint op te treden, de grenskracht van het vloeien en de fase van het versnelde vloeien die de breuk voorafgaat geeft de schrijver een kritisch overzicht van de talrijke meningen die, in het licht van onlangs uitgevoerde proeven, door ingenieurs en fysici werden vooropgesteld.

Ten slotte geeft hij de uitslagen van de proeven die werden gedaan op een materiaal dat belangrijke verschijnselen van vloeien vertoont ten einde een bijdrage te leveren tot de oplossing van het vraagstuk opgeworpen door de meting van de modulus van Young.

U.D.C. : 539.3
539.4

De elektrodynamische membraanluidspreker en zijn akoestische belasting (3de deel)
Studie van een rationele exploitatie

door J. DEWEVRE en W. HEMBISE

De schrijvers tonen in deze laatste nota aan, dat een transductor gevormd door een enkele luidpreker van middelmatige doormeter, behoorlijk opgesteld in een volledig gesloten kast van beperkt volume, bevredigende uitslagen oplevert in gans het spectrum van de hoorbare frekwenties.

Een behoorlijk rendement in het lage register kan inderdaad met een dergelijke opstelling bekomen worden door een juiste keuze van de kwaliteitsfactor van de transductor en het benutten van de weerkaatsing der geluidsgolven op de wanden van de luisterruimte.

Wat betreft het rendement in het hoge register worden verschillende middelen ter verbetering daarvan aangeduid (klein diafragma, koperen kapje, verspreide straling).

Een korte vergelijking tussen het voorgestelde systeem en andere systemen besluit deze studie.

U.D.C. : 621.395.623.7

REVUE M.B.L.E

scientific and technical publication

4th year vol. 3 Nr 4 - december 1960

English readers will find below a brief summary of the principal articles in this review. If they wish to have further information regarding the questions dealt with, they are requested to be good enough to communicate direct with the Manufacture Belge de Lampes et de Matériel Electronique, S.A., 80, rue des Deux-Gares, Brussels.

Radiation measuring principles (Part 2)

by A. L'AGASSE

This article is the continuation of a previous one describing devices used to transform radiations into electrical impulses (cfr. « Revue M.B.L.E », I, 3, Avril 1958).

The operating principle of the oldest scintillation counter, the « spinthariscope » is outlined. A short account is then given of the progress accomplished through the use of photomultipliers.

Some constructional peculiarities of scintillators are examined, after which the phenomenology, efficiency and background noise of the scintillation probe are investigated.

The diagrams obtained from the scintillation spectrometer in the case of corpuscular and gamma-radiations are analyzed. It is shown that the use of a spectrometer alloys a selective recording of radiations of a well defined energy.

The Cerenkov counter is based upon a different principle. The nature of the luminescence phenomenon involved is explained, and it is shown how this can be used to advantage in fast particles detection.

Finally, the operating principle of semiconductor particle counters is outlined.

Deformation of real solids subjected to pulling (Part 2) — **Creep**

by R. GASPART

After defining creep the author makes a survey of the major contributions to the study of this phenomenon. This survey is based on a book by A.H. Sully (Metallic Creep, Butterworths Scientific Publ. London 1949). The opinions of E.N. DA ANDRADE are particularly emphasized. According to the latter there are two kinds of creeps : momentary and permanent (or quasi viscous).

The author recalls the relationship proposed by ANDRADE between the various parameters influencing creep. This relationship is in good accordance with observed facts.

He also looks into the several opinions about long terme prediction of behavior under creep, based upon observations made during the initial phases of the phenomenon.

Numerous engineers and physicist have expressed opinions on the minimum strain under which creep begins to appear, on the limit stress for creep and on the accelerated creeping phase just before breaking. In the light of recent investigations, these opinions are critically reviewed.

In view of making a contribution of the solution of Young modulus measurement, the author reports results of experiments performed on a material highly sensitive to creep.

The electrodynamic loudspeaker with diaphragm and its acoustical charge (Part 3) Principles of rational operation

by J. DEWEVRE and W. HEMBISE

In this article, it is shown that a transducer made of a single medium-diameter loudspeaker in a low-volume enclosure will exhibit very acceptable performances over the whole audio frequench range.

By carefully selecting the transducer, and taking good advantage of sound reflections on the walls of the listening room it is actually possible to get a very reasonable efficiency in the lower part of the audio spectrum.

Various means are used to improve the efficiency in the upper part of the spectrum (small diaphragm, copper cap, diffused radiation).

A short comparison between the system described and other ones closes the series.

News in brief

1. Permanent Exhibition in the Atomium

The International Permanent Scientific Exhibition has been inaugurated on October 22nd by King Leopold in the Atomium Major belgian and foreign industrial companies, took part in the organization of this exhibition, which aims at giving a review of present knowledge in chemistry, crystallography and nuclear physics. The application of electronics to these scientific fields is broadly represented.

Part of the exhibition is devoted to scientific vulgarization and to didactic or educational material for technical teaching.

M.B.L.E 's contribution to this exhibition is fairly large.

2. Industrial Esthetics

The Golden Sign has been awarded to M.B.L.E. The winning item : a sub-assembly used in transistorized cyclic systems such as are included in remote control, remote signalling and telemeasurement.

3. Anniversary

In 1961, M.B.L.E will celebrate the 50th anniversary of its foundation.

4. T.V. and Radio Show - Brussels 1960

M.B.L.E, the largest parts and electron tubes supplier for belgian Radio and T.V. industry, was present at the Annual T.V. and Radio Show displayed in the Heysel Palaces. M.B.L.E 's Booth got a big success.

5. Gembloux Institute of Agronomy

In the frame of the festivities organized fort the Centennary of the State Institute of Agronomy, Gembloux, M.B.L.E' Nuclear Physics Dept. has taken part in an exhibition illustrating the use of radioisotopes in agriculture.

6. Ignition Interference suppression

This problem has long been investigated by M.B.L.E. The system now offered has a very good quality and is reasonably priced. It consists essentially in shielded caps which must be fitted upon the spark plugs. Provision is made for use of an auxiliary resistor.

vous trouverez au sommaire de nos prochains numéros

. . .

in de inhoudstafel van de volgende nummers, zult U vinden

. . .

Principes des mesures de radiations (3e partie) — Statistique de comptage
A. LAGASSE

Etude mathématique de circuits modulateurs et démodulateurs (3e partie) J. FLORINE

Détection des rayons β de faible énergie (2e partie) C. BROOKE et R. SCHAYES

Emploi des VDR dans les circuits de télévision M. GONZE

L'électronique dans l'industrie
C. DELHAYE

REVUE M.B.L.E

Affiliée à l'Union de la Presse périodique belge

Aangesloten bij de Unie der Belgische periodieke Pers

Le numéro Fr.B. 40,— B.Fr. per nummer

Abonnement : Fr.B. 150,— B.Fr.
par an - per jaar
(4 num.)

rédaction-administration :
80 rue des Deux-Gares Bruxelles

redaktie-administratie :
80 twee Stationsstraat Brussel

Rédacteur en chef / Hoofdredakteur
R. Gaspart Dr. Sc. Phys. U.L.B.

éditeur responsable/verantwoordelijke uitgever : s/a Manufacture Belge de Lampes et de Matériel Electronique n/v

Imprimerie Wellens-Pay, s.a. — Bruxelles